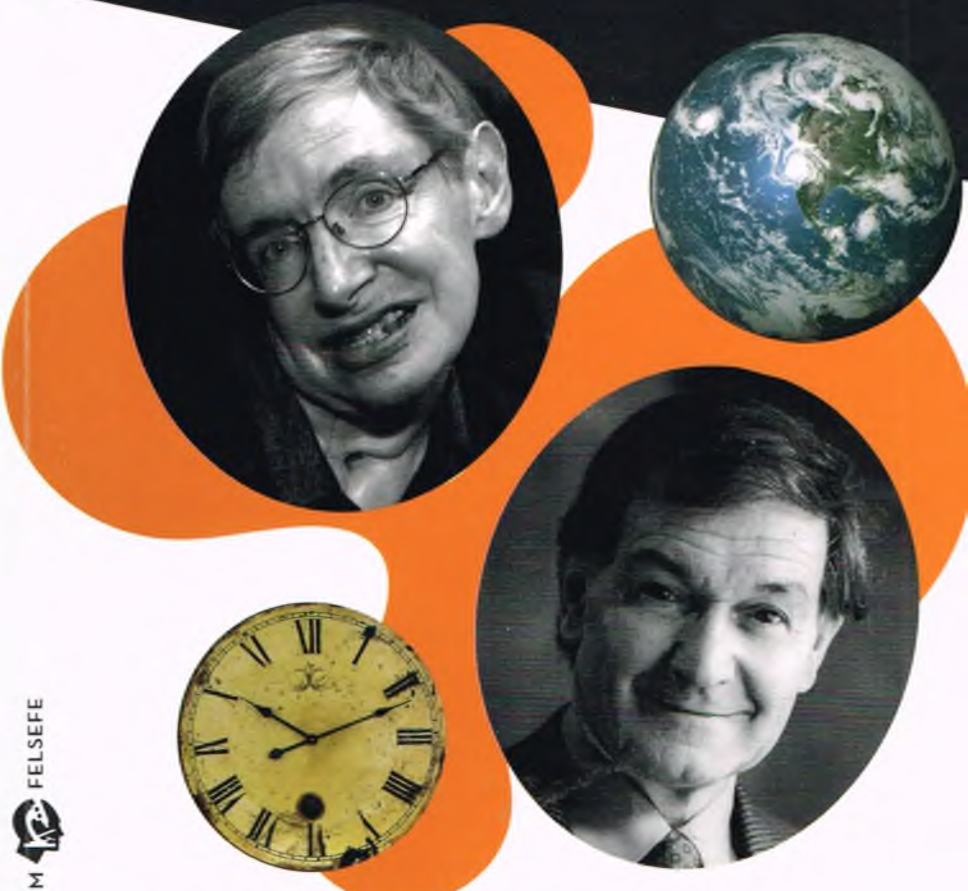
# ZAMANIN VE UZAYIN DOĞASI

İÇİNDE YAŞADIĞIMIZ EVRENİN GERÇEKLİĞİ

**STEPHEN HAWKING**
**ROGER PENROSE**



BİLİM FELSEFE

ALFA

STEPHEN HAWKING
ROGER PENROSE

# ZAMANIN VE UZAYIN DOĞASI

ALFA

"Son otuz yılda Stephen Hawking ve Roger Penrose, herkesten daha çok kütle-çekimin ve kozmolojinin doğasını anlamak için uğraştı. *Zamanın ve Uzayın Doğası*, bu çabanın kitaplaştırılmış halidir."

JOHN BARROW
New Scientist

"Hawking ile Penrose arasındaki tartışma, okuyucuyla etkileşim sağlıyor. Hawking'in mizah anlayışı kitabı renklendiriyor."

JOSEPH SILK
The Times Higher Education Supplement

"Bu ilginç kitap, gelecek nesil fizikçiler için daha da ilginç olmaya aday."

ROBERT M. WALD
Science

# ZAMANIN VE UZAYIN DOĞASI

İÇİNDE YAŞADIĞIMIZ EVRENİN GERÇEKLİĞİ

STEPHEN HAWKING
ROGER PENROSE

## ÇEVİRMENİN NOTU

Günümüz fiziğinin en ilginç bir konusu olan "evrenin doğası" üzerinde, S. Hawking ve R. Penrose gibi, dünyanın bu alanda en ünlü iki uzmanı tarafından, 1994 yılında Cambridge Üniversitesinde düzenlenen bir bilimsel konferansın Türkçe'ye çevirisinin, İngilizce orijinali ile eşzamanlı olarak yayınlanmasına yardımcı olmayı görev bildim.

U. Daybelge

# ZAMANIN VE UZAYIN DOĞASI

İÇİNDE YAŞADIĞIMIZ EVRENİN GERÇEKLİĞİ

STEPHEN HAWKING
ROGER PENROSE

BİLİM FELSEFE
ALFA®

*Alfa Yayınları* 2245
*Bilim/Evren* 8

# ZAMANIN VE UZAYIN DOĞASI
İçinde Yaşadığımız Evrenin Gerçekliği

**Stephen Hawking - Roger Penrose**

*Özgün Adı* The Nature of Space and Time
*İngilizce Aslından Çeviren* Umur Daybelge

1. Basım: Kasım 2011
ISBN: 978-605-106-386-7

Sertifika No: 10905

*Yayıncı ve Genel Yayın Yönetmeni* M. Faruk Bayrak
*Genel Müdür* Vedat Bayrak
*Yayın Yönetmeni* Rana Alpöz
*Dizi Editörü* Kerem Cankoçak
*Kapak Tasarımı* Gökhan Burhan
*Grafik Uygulama* Kâmuran Ok



*Baskı ve Cilt*
**Melisa Matbaacılık**
Tel: (212) 674 97 23 Faks: (212) 674 97 29
Sertifika No: 12088

**Alfa Basım Yayım Dağıtım San. ve Tic. Ltd. Şti.**
Ticarethane Sokak No: 53 34410 Cağaloğlu İstanbul, Türkiye
Tel: (212) 511 53 03 - 513 87 51 - 512 30 46 Faks: (212) 519 33 00
**www.alfakitap.com**

info@alfakitap.com

# İÇİNDEKİLER

Teşekkür .......... vii
Önsöz (Michael Atiyah) .......... ix

1 Klasik Kuram
*Stephen Hawking* .......... 1

2 Uzayzaman Tekilliklerinin Yapısı
*Roger Penrose* .......... 27

3 Kuantum Karadelikleri
*Stephen Hawking* .......... 39

4 Kuantum Kuramı ve Uzayzaman
*Roger Penrose* .......... 65

5 Kuantum Kozmolojisi
*Stephen Hawking* .......... 79

6 Uzayzamana Twistör ile Bakış
*Roger Penrose*......109

7 Tartışma
*Stephen Hawking ve Roger Penrose*......127

Kaynaklar......145

# Teşekkür

Kitabın yazarları, yayınlayıcısı ve Isaac Newton Matematiksel Bilimler Enstitüsü, bu konferans dizisinin ve bu kitabın hazırlanmasında yardımları dokunan şu şahıslara teşekkürlerini sunar: Matthias R. Gaberdiel, Simon Gill, Jonathan B. Rogers, Daniel R. D. Scott ve Paul A. Shah.

# Önsöz

1994 yılında Cambridge Üniversitesi, Isaac Newton Matematik Bilimleri Enstitüsünde düzenlenen altı aylık bir programın doruğunu, bu kitapta kaydedilen Roger Penrose ve Stephen Hawking arasında yapılan tartışma oluşturuyordu. Bu konuşmalar, evrenin doğası üzerinde yürütülen en temel bazı düşünceler üzerinde ciddi bir fikir alış verişi niteliğindeydi. Kuşkusuz, daha yolun sonuna gelmiş değiliz; belirsizlikler ve görüş farkları hâlâ sürmekte ve tartışılacak daha pek çok şey bulunmaktadır.

Bundan altmış yıl önce Niels Bohr ve Albert Einstein arasında Kuantum Mekaniği'nin temelleri hakkında da ünlü ve uzun bir tartışma vardı. Einstein, Kuantum Mekaniği'nin tamamlanmış bir kuram olduğunu reddediyordu. O, bunu felsefi açıdan uygun görmeyerek, Bohr'un temsil ettiği Kopenhag Ekol'ünün ortodoks yorumuna karşı sert bir savaş yürütmüştü.

Bir bakıma, Penrose ve Hawking arasındaki tartışma, Einstein rolünü Penrose'un ve Bohr rolünü de Hawking'in üstlenmeleriyle, bu eski fikir ayrılığının uzantısıdır. Konular şimdi daha karmaşık ve geniş olmakla birlikte, eskiden de olduğu gibi, gene teknik fikirlerle felsefi bakış açılarının bir iç içeliğini yansıtmaktadır.

Kuantum Mekaniği, veya onun daha ileri bir şekli olan, Kuantum Alan Kuramı'nın, hâlâ Roger Penrose gibi felsefi şüphecileri bulunmakta ise de, bu kuramlar şimdi oldukça gelişmiş ve teknik açıdan oldukça başarılı durumdadır. Gerek Genel Görelilik ve gerekse Einstein'ın kütleçekim kuramı, tekilliklerin ve karadeliklerin rolü ile ilgili ciddi problemleri olmasına rağmen, zamana karşı sınavı kazanarak, dikkate değer başarılar sağladılar.

Hawking-Penrose tartışmasında ağırlık taşıyan gerçek sorun, bir "Kuantum Kütleçekim" kuramının, yani bu iki, başarılı kuramın bir birleşiminin, nasıl yapılacağıdır. Bu konuda kavramsal ve teknik derin problemler bulunmakta olup, bunlar konuşmalarda ele alınan iddiaların dayanağını oluşturmaktadır.

Ele alınan temel sorunların örnekleri arasında, "zaman oku", evrenin doğumu sırasındaki başlangıç koşulları ve karadeliklerin bilgiyi nasıl yuttuğu bulunmaktadır. Bütün bunlarda ve bir çok diğer konuda, Hawking ve Penrose ince farklar gösteren bakış açıları sergilemektedirler. Düşünceler, gerek matematik ve gerekse fiziksel açıdan dikkatle ortaya konulduğu gibi, tartışmanın yapılış tarzı da, anlamlı bir karşılıklı eleştiriyi mümkün kılmaktadır.

Her ne kadar sunulan bazı konular matematik ve fizikle ilgili teknik bir anlayış gerektirse de, fikirlerin çoğu daha yukarı (veya daha derin) bir seviyede ele alındığından, daha geniş bir çevreye hitap edecektir. Okuyucu hiç olmazsa, tartışılan düşüncelerin kapsam ve inceliği hakkında olduğu gibi, hem kütleçekim ve hem de Kuantum kuramına dayanan tutarlı bir evren tasviri elde etmenin büyük önemi hakkında bir görüş sahibi olacaklardır.

Michael Atiyah

# 1

# Klasik Kuram

*S. W. Hawking*

Bu konferanslarda, Roger Penrose ve ben, uzay ve zaman'ın doğası üzerine birbiriyle ilişkili, fakat aynı zamanda oldukça farklı olan görüşlerimizi ortaya koyacağız. Sırayla konuşarak, üçer konferans vereceğiz ve bunu da, kendi farklı yaklaşımlarımız üzerine bir tartışma izleyecek. Bunların teknik konferanslar olacağını vurgulamalıyım. Yani, genel görelilik ve kuantum kuramı konusunda temel bir bilgi düzeyinin varlığını kabul edeceğiz.

Richard Feynman'ın, genel görelilik konusunda toplanan bir konferansta edindiği izlenimlerini anlattığı kısa bir yazısı vardır. Sanırım bu, 1962 yılındaki Varşova konferansı idi. Bu yazıda, o konferansta bir araya gelen kişilerin genel yetenekleri ve neler yapmakta oldukları hakkında, oldukça olumsuz ifadeler yer almaktadır. Genel görelilik, kısa zamanda çok daha iyi bir üne kavuşmasını ve daha fazla ilgi görmesini, büyük ölçüde Roger'in çalışmalarına borçludur. O zamana kadar, genel görelilik, tek bir koordinat sisteminde yazılan, karışık bir kısmi diferansiyel denklemler sistemi olarak formüle edilmişti. Bunların bir çözümünü bulabilenler, o kadar mutlu oluyorlardı ki, bulduklarının belki de fiziksel bir anlamı olmadığına kulak bile asmıyorlardı. Fakat, Penrose, spinörler ve global yöntemler gibi, modern kavramlar geliştirdi. Denklemleri tam olarak çözmeden de, onların genel özelliklerinin elde edilebileceğini ilk gösteren o oldu. Nedensel yapı konusuna beni sokan, tekillik ve karadelikler üzerine yaptığım klasik çalışmanın ilham kaynağını oluşturan, onun ilk tekillik teoremi olmuştur.

Sanıyorum, Roger ve ben, klasik çalışmalar üzerinde oldukça anlaşıyoruz. Ancak, kuantum kütleçekimine, ve gerçekte kuantum mekaniği'nin kendisine yaklaşımlarımız arasında farklar var. Kuantum evre uyumluluğunun[1] kaybolması ihtimalini önerdiğim için, parçacık fizikçileri tarafından tehlikeli bir aşırı uç kabul edilsem de, Roger'le karşılaştırılırsam, ben bir muhafazakârım. Ben, fiziksel bir kuramın sadece matematiksel bir model olduğu ve bunun bir gerçekliğe karşı gelip gelmediğini sormanın manasının bulunmadığı şeklindeki pozitivist bakış açısını benimsiyorum. Sorulabilecek olan tek şey, onun öngörülerinin gözlemlere uyup uymadığından ibarettir. Roger'e gelince, onun kalben bir Platon'cu olduğunu sanıyorum; ama bunu kendisi cevaplamalı.

Uzayzamanın[2] kesikli[3] bir yapısı olabileceği hakkında bazı görüşler varsa da, bu kadar başarılı olmuş sürekli kuramları terk etmek için bir neden göremiyorum. Genel görelilik, yapılmış her gözlemle uyumlu olan güzel bir kuramdır. Planck ölçeğinde bunda bazı değişikliklerin yapılması gerekebilir; fakat bunun, kurama göre yapılan öngörülerin çoğunu değiştirebileceğini zannetmiyorum. O belki, sicim kuramı gibi daha temel bir kuramın düşük enerji yaklaşımı olabilir. Fakat sicim kuramına gereğinden fazla değer verildiği kanısındayım. Öncelikle, genel göreliliğin, süperkütleçekim kuramındaki diğer alanlarla birleştirildiği zaman, uygun bir kuantum kuramı verip veremeyeceği belli değil. Süperkütleçekimin öldüğü konusundaki haberler birer abartmadır. Bir yıl, süperküt-

1 coherence (Ç.N.).
2 Spacetime: Fiziksel uzaya zaman boyutunun da eklenmesi ile elde edilen matematiksel uzay (Ç.N.).
3 discrete (Ç.N.).

leçekimin sonlu sonuçlar verdiğine herkes emindi. Ertesi yıl ise moda değişmiş ve gerçekte hiç bulunmamış olsa da, herkes, süperkütleçekimde ıraksamalar olacağını söylüyordu. Sicim kuramını ele almayışımın ikinci bir nedeni de, onun test edilebilir herhangi bir öngörü yapmamış olmasıdır. Buna karşılık, bahsedeceğim kuantum kuramının genel göreliliğe doğrudan uygulanışı, daha şimdiden denenebilecek iki öngörü yapmış bulunmaktadır. Bunlardan biri olan, enflasyon sırasındaki küçük tedirgemelerin büyümesi, yakın zamanlardaki mikrodalga ardalan ışınımındaki dalgalanmaların[4] gözlenmesi ile doğrulanmış bulunmaktadır. Karadeliklerin termal olarak ışıyabilecekleri hakkındaki diğer öngörü ise, ilke olarak, denenebilir. Bütün yapmamız gereken, ilk karadeliklerden birini bulmaktır. Maalesef, ormanın bu kesiminde, bunlardan fazla yok gibi görünüyor. Eğer olsaydı, kütleçekimi nasıl kuantize edeceğimizi de bilecektik.

Sicim kuramı, doğanın son kuramı olsaydı bile, bu öngörülerin ne biri, ne de ötekisi değişmeyecekti. Fakat, sicim kuramı, hiç olmazsa şimdiki gelişmişlik haliyle, genel görelilik için düşük enerjide geçerli olma çekiciliğinin ötesinde, bu öngörüleri yapabilecek imkâna sahip değil. Bunun daima böyle kalabileceğini ve sicim kuramının, genel görelilik veya süperkütleçekim tarafından öngörülemeyecek herhangi gözlemlenebilir bir öngörüsünün olamayacağını hissediyorum. Eğer bu doğruysa, sicim kuramının gerçek bir bilimsel kuram olup olmadığı sorusu ortaya çıkar. Ayırt edici, gözlemsel test edilebilir öngörü yokluğu karşısında, matematiksel güzellik ve tamlık yeter mi?

Bu nedenlerle, bu konferansta ben genel görelilikten bahsedeceğim. Genel Göreliliğin bizi diğer tüm alan kuramlarından tamamen farklı özelliklere götürdüğü görülen, iki konu üzerinde duracağım. Bunlardan birincisi, kütleçekimin, uzayzaman için bir başlangıç ve belki de bir son gerektirdiğidir. İkincisi de, kütleçekimin, bir kaba tanelilikten[5] kaynaklanmayan, yapısal[6] bir kütleçekimsel entropiye sahip olduğu görüntüsü-

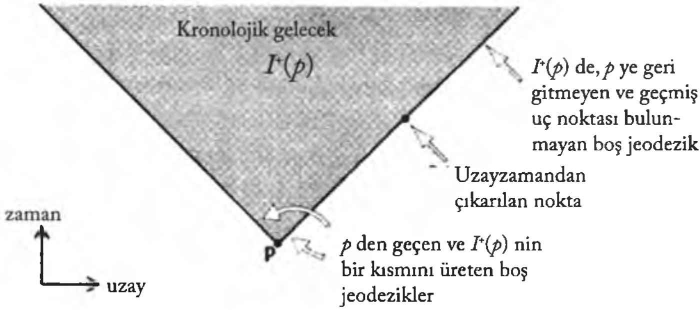
4 fluctuation: titreşme veya random titreşimler (Ç.N.).
5 coarse grained (Ç.N.).
6 intrinsic (Ç.N.).

nün belirlenmesidir. Bazıları, bu öngörülerin sadece kullanılan yarı klasik yaklaşımın yapay ürünleri olduğunu ileri sürmüşlerdir. Onlar, kütleçekimin gerçek kuantum kuramı olan sicim kuramının, karadeliklerden çıkan ışınıma, korrelasyon sokarak tekillikleri sıvayacağını ve ışınımın sadece kaba tanelilik manasında, termale yakın olacağını söylüyorlar. Eğer durum böyle olsa idi, bu çok can sıkıcı olurdu. Kütleçekim, diğer herhangi bir alan gibi olmuş olurdu. Fakat, sanıyorum ki, o tamamen farklıdır. Zira o, belirli bir uzayzaman içerisinde etkiyen diğer alanların tersine, içinde etki yaptığı uzayı şekillendirmektedir. Zamana, bir başlangıca sahip olma olasılığı veren de budur. Evrende gözleyemeyeceğimiz bölgelerin varlığına ve bu nedenle bilemeyeceklerimizin bir ölçüsü olarak, kütleçekimsel entropi'nin ortaya çıkmasına yol açan da budur.

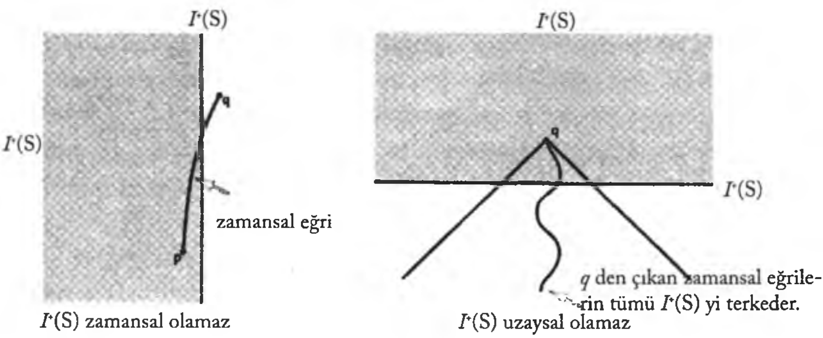
Bu konferansta, sözünü ettiğim düşüncelere götüren, klasik genel görelilik çalışmalarını gözden geçireceğim. İkinci ve üçüncü konferansımda (3. ve 5. bölümler) ise, kuantum kuramına geçildiğinde, bunların nasıl değiştirildiğinden ve genişletileceğinden söz edeceğim. İkinci konuşmam karadelikler ve üçüncüsü de kuantum kozmolojisi üzerine olacaktır.

Roger tarafından ortaya atılan ve benim de geliştirilmesine yardımcı olduğum, tekillikleri ve karadelikleri ele almakta kullanılan en önemli teknik, uzayzamanın global nedensellik yapısının incelenmesiydi. Tanım olarak, $M$ uzayzamanının, $p$'den geleceğe yönelik zamansal eğrilerle ulaşılabilecek bütün noktalarının kümesine, $I^+(p)$ deyelim (Şek. 1.1'e bakınız). $I^+(p)$ ye, $p$'de olanlardan etkilenebilecek bütün olayların kümesi olarak bakılabilir. Eğer + işareti yerine - ve gelecek yerine de geçmiş yazılırsa, gene bunlara benzer tanımlar yapılabilir. Böyle tanımların, kendiliğinden anlaşılacağını kabul ediyorum.

Şimdi bir $S$ kümesinin geleceğinin sınırını gösteren $\dot{I}^+(S)$'yi, ele alalım. Bu sınırın, zamansal olamayacağını görmek oldukça kolaydır. Zira, öyle olsaydı, sınırın hemen dışındaki bir $q$ noktası, hemen içerdeki bir $p$ noktasının geleceğinde olurdu. Geleceğin sınırı, $S$ kümesinin kendisi istisna edilirse, uzaysal da olamaz. Çünkü, bu durumda, sınırın hemen geleceğindeki bir $q$ noktasından, geçmişe yönelik her eğri, sınırı geçecek ve $S$'nin geleceğini terkedecekti. Bu ise, $q$'nun $S$'nin geleceğinde olduğu gerçeği ile çelişecektir (Şek.1.2).




**Şekil 1.1** p noktasının kronolojik geleceği

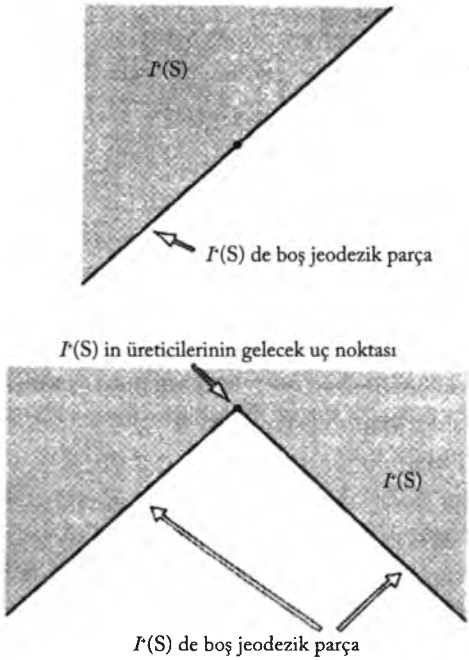



**Şekil 1.2** Kronolojik geleceğin sınırı zamansal veya uzaysal olamaz.

Bu nedenlerle, geleceğin sınırının, $S$ kümesinin kendisi dışında, boş[7] olduğu sonucu elde edilir. Daha açık bir ifadeyle, eğer $q$ geleceğin sınırı içinde, fakat $S$'nin kapanışı içinde değilse, sınırda bulunan $q$'dan geçen,

7 null (Ç.N.).

geçmişe yönelik bir boş jeodezik parça[8] vardır (Bak. Şek.1.3). Sınırda bulunan $q$ dan geçen birden fazla boş jeodezik parçası olabilir; fakat bu durumda $q$, bu parçaların gelecek uç noktasını oluşturur. Diğer bir deyimle, $S$'nin

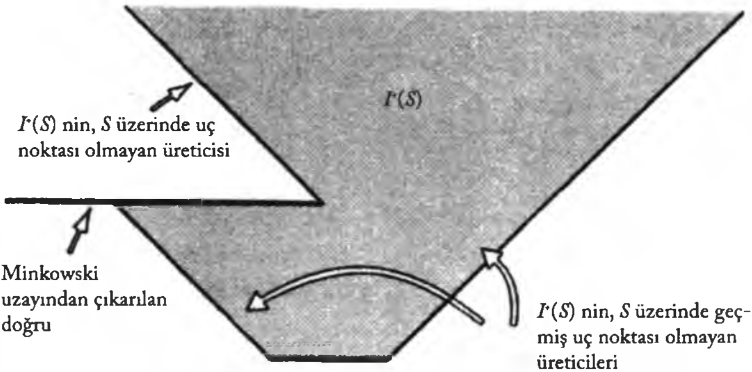



**Şekil 1.3** *Üstte:* $p$ noktası, geleceğin sınırında olup, sınırda $q$'dan geçen bir boş jeodezik parçası vardır. *Altta:* Böyle birden fazla jeodezik parçası varsa, $q$ noktası onların gelecek uç noktasıdır.

geleceğinin sınırı, sınırda bir gelecek son noktası bulunan ve diğer bir üreticiyi[9] kestiği takdirde geleceğin içine giren, boş jeodezikler tarafından meydana getirilir. Diğer taraftan, boş jeodezik üreticilerin geçmiş uç noktaları, ancak $S$ üzerinde olabilir. Ancak, öyle uzayzamanlar bulunabilir ki, bunlarda bir $S$ kümesinin geleceğinin sınırının üreticileri, $S$'yi hiç kesmezler. Böyle üreticilerin geçmiş uç noktaları olamaz.

8 segment (Ç.N.).
9 generator (Ç.N.).

Bunun basit bir örneği, yatay bir doğru parçası çıkarılmış bir Minkowki uzayıdır (Bak. Şek. 1.4). Eğer S kümesi, yatay çizginin geçmişinde bulunuyorsa, çizgi bir gölge düşürür

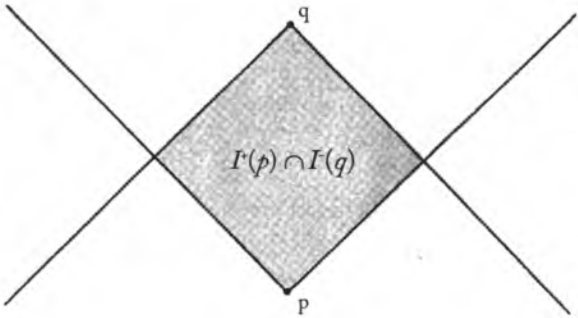



**Şekil 1.4** Minkowski uzayından bir doğru çıkarıldığı için, *S* kümesinin geleceğinin sınırı, geçmiş uç noktası olmayan bir üreticidir.

ve *S*'nin geleceğinde olmayan, fakat çizginin hemen geleceğinde olan noktalar vardır. *S*'nin geleceğinin sınırının, geriye, yatay doğrunun sonuna giden bir üreticisi vardır. Fakat, yatay doğrunun uç noktası uzayzamandan çıkarıldığı için, sınırın bu üreticisinin geçmişe ait bir uç noktası yoktur. Bu uzayzaman tam değildir. Fakat, bu, yatay doğrunun ucunun yakınında, metriğin uygun bir konformal faktörle çarpılmasıyla düzeltilebilir. Bunun gibi uzaylar, çok yapay da olsalar, nedensel yapının incelenmesinde ne ölçüde dikkatli olunması gerektiğini göstermek açısından önem taşır. Gerçekte, benim Ph.D. sınavımda jüri üyelerinden biri olan Roger Penrose, belirttiğim böyle bir uzayın, kendi tezimde ortaya attığım bazı iddialara ters düşen bir örnek olduğuna işaret etmişti.

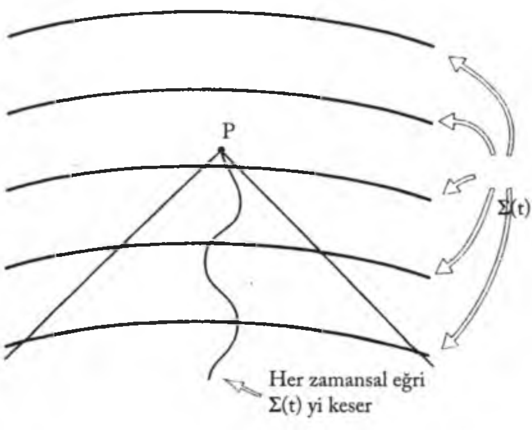
Geleceğin sınırının her üreticisinin, küme üzerinde geçmiş bir uç noktası olduğunu göstermek için, nedensel yapı üzerine bazı global koşullar koymak gerekir. En kuvvetli ve fizik bakımından en önemli koşul, global hiperboliklik koşuludur. Açık bir *U* kümesinde,

1. *U* içindeki her *p* ve *q* nokta çifti için, *p*'nin geleceği ile, *q*'nun geçmişinin arakesitinin kapanışı, kompakt ise, diğer bir deyimle, bu karo şeklinde sınırlı bir bölge (Şek. 1.5) ise ve



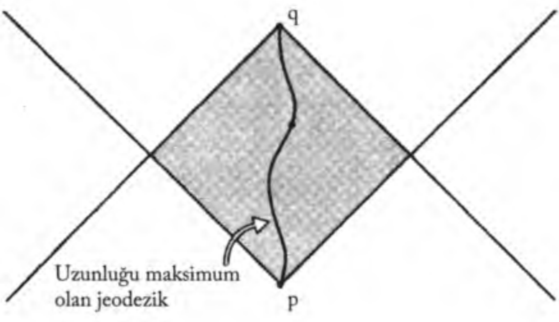

**Şekil 1.5** *p*'nin geçmişi ile *q*'nun geleceğinin kesişiminin kompakt kapanışı

2. *U* üzerinde kuvvetli nedensellik geçerli ise, yani *U* içinde kapalı veya hemen hemen kapalı, zamansal eğri yoksa, *U* kümesi global olarak hiperboliktir denir,




**Şekil 1.6** *U* için bir Cauchy yüzeyleri ailesi

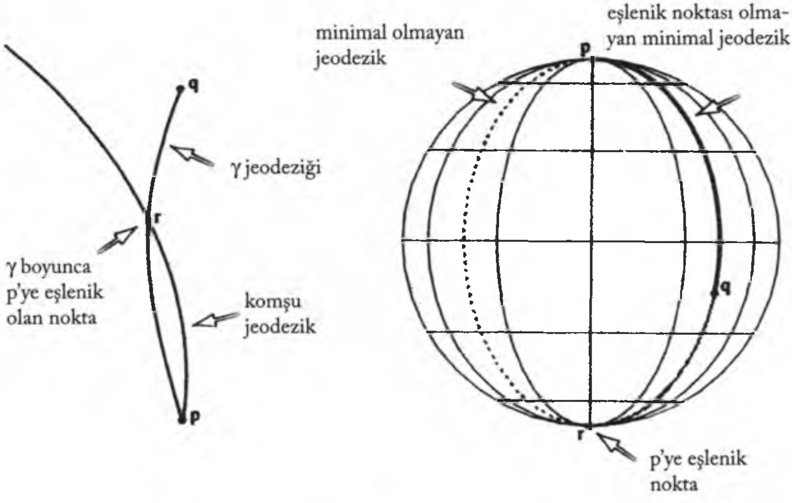
Global hiperbolikliğin fiziksel önemi, onun, *U* için bir $\Sigma(t)$ , Cauchy yüzeyleri ailesinin varlığını ifade etmesindedir. *U* için bir Cauchy yüzeyi, uzaysal bir yüzey veya *U* içindeki her zamansal eğriyi, bir ve sadece bir kere, kesen boş yüzeydir. *U*'da ne olacağı, Cauchy yüzeyi üzerindeki verilerden öngörülebilir ve global olarak hiperbolik olan bir ardalan üzerinde, uygun özelliklere sahip bir kuantum alan kuramı formüle edilebilir. Global olmayan hiperbolik bir ardalan üzerinde ise, makul bir kuantum alan kuramının formüle edilip edilemeyeceği pek belli değildir. Böylece, global hiperboliklik, fiziksel bir gereklilik olabilir. Benim görüşüm ise, bunun kabul edilmemesi gerektiği şeklindedir; zira bu, kütleçekimin bize söylemek istediği bir şeyi bizim bir kenara atmamız manasına gelebilir. Bunun yerine, uzayzamanın bazı bölgelerinin global olarak hiperbolik olduğu, diğer bazı makul fiziksel kabullerden hareketle çıkarılmalıdır.




**Şekil 1.7** Global olarak hiperbolik bir uzayda, bir zamansal veya boş eğri ile birleştirilebilen herhangi bir nokta çiftini birleştiren, maksimum uzunlukta bir jeodezik vardır.

Tekillik teoremlerinde global hiperbolikliğin önemi, şuradan ileri gelir. *U* global hiperbolik olsun; *p* ile *q*'da, *U*'nun, bir zamansal veya boş eğri ile birleştirilebilen noktalarını göstersin. O zaman, *p* ve *q* arasında öyle bir zamansal veya bir boş jeodezik vardır ki, bu, *p* ve *q* arasındaki zamansal veya boş eğrilerin uzunluğunu maksimum yapar (şek. 1.7). İspat yöntemi, belirli bir topolojide, *p*'den *q*'ya giden, zamansal veya boş eğrilerin oluşturduğu uzayın, kompakt olduğunu göstermeye dayanır. Eğrinin uzunluğu, bu uzay üzerinde tanımlanmış, üst yarı-sürekli bir fonksiyondur. Bu nedenle, eğri maksimum değerine erişmelidir. Maksimum uzunluktaki eğri de bir jeodezik olacaktır; zira böyle olmasaydı, ufak bir sapma, daha uzun bir eğri oluştururdu.

Şimdi, bir $\gamma$ jeodeziğinin uzunluğunun ikinci sapmasını ele alalım. Gösterilebilir ki, eğer $\gamma$'yı $p$ ve $q$ arasındaki bir $r$ noktasında kesen, $p$'ye sonsuz yakın bir jeodezik varsa, sapma, $\gamma$'yı daha uzun bir eğriye dönüştürür. $r$ noktasına, $p$'nin eşleniği (şek. 1.8) denir. Bunu, dünya yüzeyinde bulunan $p$ ve $q$ gibi iki noktayı dikkate alarak gösterebiliriz.




**Şekil 1.8** *Solda:* bir jeodezik üzerindeki $p$ ve $q$ noktaları arasında eşlenik bir $r$ noktası varsa, bu minimum uzunluktaki bir jeodezik değildir. *Sağda:* $p$ den $q$ ye minimal olmayan bir jeodezik, güney kutbunda eşlenik bir noktaya sahiptir.

Genelliği bozmadan, $p$'yi kuzey kutbunda alabiliriz. Dünya, Lorentz değil, pozitif belirli[10] metriğe sahip olduğu için, maksimum uzunlukta bir jeodezik değil, minimum uzunlukta bir jeodezik vardır. Bu, minimum

10 positive definit (Ç.N.).

jeodezik kuzey kutbundan *q* noktasına giden bir boylam çizgisidir. Fakat, *p*'den *q*'ya giden diğer bir jeodezik daha vardır: Bu, kuzey kutbundan arkaya güney kutbuna iner ve sonra yukarıya *q*'ya gider. Bu jeodezik, *p*'den geçen bütün jeodeziklerin kesiştiği güney kutbunda, *p*'ye eşlenik olan bir noktaya sahiptir. *p*'den *q*'ya giden her iki jeodezik de, uzunluğun ufak bir sapma altında değişmeyen noktalarıdır. Ancak şimdi, pozitif belirli bir metrikte, eşlenik bir nokta taşıyan jeodeziğin ikinci sapması, *p*'den *q*'ya giden daha kısa bir eğri verir. Bu nedenle, dünya örneğinde, güney kutbuna giden ve sonra yukarı gelen bir jeodeziğin, *p* ile *q* arasındaki en kısa eğri olmadığı sonucuna varabiliriz. Bu örnek çok açıktır. Bununla birlikte, uzayzaman ele alındığında, bazı kabuller altında, içindeki herhangi iki noktayı birleştiren her jeodezik üzerinde eşlenik noktalar bulunan, global hiperbolik bir bölgenin varlığı gösterilebilir. Bunun ortaya çıkardığı çelişki, tekil olmayan bir uzayzamanın tanımı olarak alınan, jeodezik tamlık kabulünün yanlış olduğunu gösterir.

Uzayzamanda eşlenik noktalar bulunmasının nedeni, kütleçekimin çekici bir kuvvet olmasıdır. Bu, uzayzamanı öyle şekilde eğriltir ki, komşu jeodezikler birbirlerinden uzaklaşmaz, aksine, birbirlerine doğru eğrilirler. Bu durum, birleştirilmiş şekliyle yazacağım, Raychaudhuri veya Newman-Penrose denkleminden de görülür.

**Raychaudhuri-Newman-Penrose Denklemi**

$$\frac{d\rho}{dv} = \rho^2 + \sigma^{ij}\sigma_{ij} + \frac{1}{n} R_{ab} l^a l^b .$$

burada, boş jeodezikler için n=2
ve zamansal jeodezikler için n=3

Burada *v*, hiperyüzeye dik olan, $l^a$ teğet vektörlü jeodeziklerin bir kongruens'i boyunca alınan, afin bir parametredir. Jeodeziklerin ortalama yakınsama oranı, ρ büyüklüğü ile; kayma'nın ölçüsü de σ ile gösterilmektedir. $R_{ab}l^a l^b$ terimi, jeodeziklerin yakınsaması üzerine maddenin kütleçekimsel etkisini gösterir.

**Einstein Denklemi**

$$R_{ab} - \frac{1}{2} g_{ab} R = 8\pi T_{ab}$$

**Zayıf Enerji Koşulu**

$$T_{ab}\upsilon^a \upsilon^b \geq 0$$

herhangi zamansal vektör $\upsilon^a$ için

Eğer madde, zayıf enerji koşulu dediğimiz koşulu sağlarsa, herhangi bir boş vektör $l^a$ için, Einstein denklemleri dolayısıyla, bu terim negatif olamaz. Yani, herhangi bir referans sisteminde enerji yoğunluğu $T_{00}$ sıfır olamaz. Bir skalar veya elektromanyetik alan veya makul bir hal denklemine uyan bir akışkan gibi, uygun bir madde için, klasik enerji momentum tensörü, zayıf enerji koşuluna uyar. Ancak, enerji momentum tensörünün kuantum mekaniksel beklenen değeri tarafından yerel olarak sağlanamaz. Bu, yapacağım ikinci ve üçüncü konuşmamda (3. ve 5. bölümler) önem taşıyacaktır.

Zayıf enerji koşulunun sağlandığını, bir $p$ noktasından başlayan boş jeodeziklerin tekrar yakınlaşmağa başladığını ve ρ'nun $\rho_0$ gibi, pozitif bir değer aldığını varsayalım. O zaman, Newman-Penrose denklemi, eğer boş jeodezikler oraya kadar uzatılabilirse, ρ yakınsamasının, $1/\rho_0$ gibi afin bir parametre uzaklığındaki $q$ noktasında sonsuz olacağını ifade eder.

Eğer $\upsilon = \upsilon_0$ de $\rho = \rho_0$ ise, o zaman $\rho \geq 1/(\rho^{-1}+\upsilon_0-\upsilon)$ dir.
Böylece, $\upsilon = \upsilon_0 + \rho^{-1}$ den önce eşlenik bir nokta vardır.

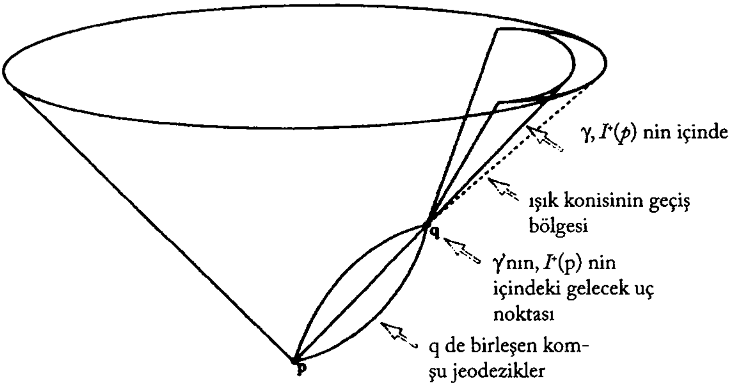
*p*'den geçen sonsuz yakın boş jeodezikler, *q*'de kesişir. Bu demektir ki, *q* noktası, onu *p*'ye bağlayan boş jeodezik $\gamma$ boyunca, *p*'ye eşlenik olur. $\gamma$ üzerinde eşlenik *q* noktasının ötesindeki noktalarda, $\gamma$'nın *p*'den geçen, zamansal bir sapması vardır. Bundan dolayı, $\gamma$, eşlenik *q* noktasının ötesinde, *p*'nin geleceğinin sınırında bulunamaz. Yani, *p*'nin geleceğinin sınırının üreticisi olan $\gamma$'mn, bir gelecek uç noktası (Şek. 1.9) vardır.

Zamansal jeodeziklerde de durum bunun benzeridir; yalnız, her zamansal vektör $l^a$ için, $R_{ab}l^al^b$ nin negatif olmasını önlemek için gereken, kuvvetli enerji koşulu, isminden de anlaşılacağı gibi, daha da kuvvetlidir. Fakat, klasik kuramda da bu, hiç olmazsa bir ortalama manasında, hâlâ uygundur. Eğer, kuvvetli enerji koşulu geçerliyse ve *p*'den geçen zamansal jeodezikler tekrar yakınlaşmağa başlarlarsa, *p*'ye eşlenik olan bir *q* noktası vardır.

**Kuvvetli Enerji Koşulu**

$$T_{ab}\upsilon^a\upsilon^b \geq \frac{1}{2}\upsilon^a\upsilon_a T$$

Son olarak, jenerik enerji koşulu bulunmaktadır. Bu, önce kuvvetli enerji koşulunun geçerli olduğunu belirtir. İkinci olarak da, her zamansal veya boş jeodeziğin, onunla özel doğrultusu uyuşmayan bir eğriliğe sahip olan noktalarla karşılaşacağını ifade eder. Jenerik enerji koşulu, bazı bilinen kesin çözümler tarafından sağlanmaz. Fakat bunlar oldukça özel durumlardır. Onun, uygun bir manada "jenerik" olan bir çözüm tarafından sağlanması beklenir. Eğer jenerik enerji koşulu sağlanırsa, her jeodezik, bir kütleçekimsel odaklanma bölgesi ile karşılaşacaktır. Bunun manası, jeodezik her iki yönde yeteri kadar uzatılabilirse, eşlenik nokta çiftleri bulunacağıdır.




**Şekil 1.9** $q$ noktası boş jeodezik boyunca $p$ noktasına eşleniktir. Yani $p$'yi $q$'ya bağlayan bir boş jeodezik, $p$'nin geleceğinin sınırını $q$'da terkedecektir.

## Jenerik Enerji Koşulu

1. Kuvvetli enerji koşulu geçerlidir
2. Her zamansal veya boş jeodezikte, $l_{[a}R_{b]cd[e}l_{f]}l^c l^d \neq 0$ olan bir nokta vardır.

Normal olarak, bir uzayzaman tekilliği, eğriliğin sınırsız büyük değerler aldığı bir bölge olarak düşünülür. Ancak, bu tanımın sorunu, tekil noktaları dışarıda bırakarak, geri kalan manifold'un tüm uzayzaman olduğunun söylenebilmesine imkân vermesidir. Bu nedenle, uzayzamanın, üzerindeki metrik uygun şekilde düzgün olan maksimum manifold olarak tanımlanması daha iyidir. O zaman, tekilliklerin bulunduğu, afin parametrenin sonsuz değerlerine kadar uzatılamayan, tam olmayan jeodeziklerin varlığı ile belirlenebilir.

**Tekilliğin Tanımı**

Zamansal veya boş jeodezikleri tam olmayan, fakat daha büyük bir uzayzaman içine yerleştirilemeyen uzayzaman, tekildir.

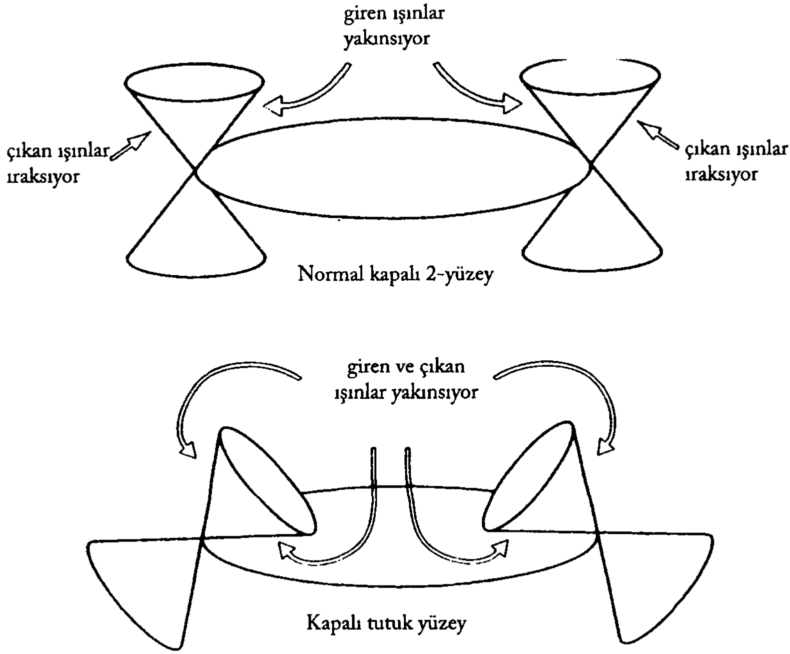
Bu tanım, tekilliğin en fazla itiraz çeken özelliğini, yani sonlu zaman içinde, tarihinin başlangıcı veya sonu olan parçacıkların var olduğunu, yansıtır. Jeodeziğin tam olmama durumunun, bazan eğriliğin sınırlı kalması halinde de ortaya çıkabileceğinin örnekleri varsa da, jenerik olarak eğriliğin, tam olmayan jeodezikler boyunca ıraksayacağı düşünülmektedir. Klasik genel görelilikdeki tekilliklerden kaynaklanan problemleri çözmek için, eğer kuantum etkileri ele alınacaksa, bu önem taşımaktadır.

1965 ve 1970 arasında Penrose ve ben, bazı tekillik teoremlerini ispatlamak için açıkladığım bu teknikleri kullandık. Bu teoremler üç cins koşul içeriyordu. Önce, zayıf, kuvvetli veya jenerik gibi, üç cins enerji koşulu geliyordu. Sonra, nedensel yapı üzerinde, kapalı bir zamansal eğri olamayacağı şeklinde, global bir koşul bulunuyordu. Son olarak da, bir bölgede kütleçekimin hiçbir şeyin kaçmasına izin vermeyecek kadar kuvvetli olduğu koşulu geliyordu.

**Tekillik Teoremleri**

1. Enerji Koşulu
2. Global yapı üzerine koşul
3. Bir bölgeyi tutacak[1] kadar kuvvetli kütleçekim

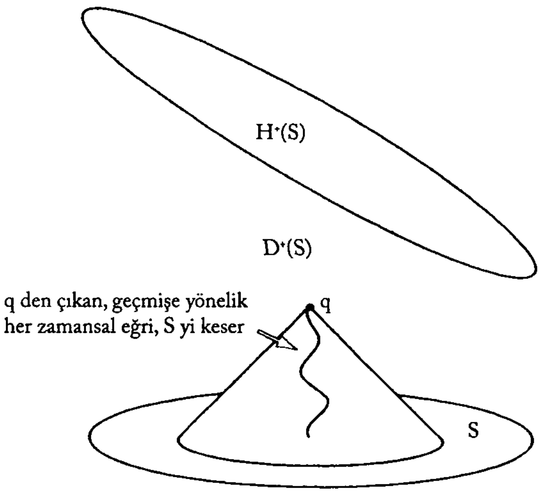
1 "To trap" sözcüğü, yakalamak, tutmak, kapana kıstırmak anlamına gelir. Bunu "tutmak" şeklinde ve "trapped" sözcüğünü de, "tutuk" olarak çeviriyoruz (Ç.N.).




**Şekil 1.10** Normal bir kapalı yüzeyde, yüzeyden dışarı giden boş ışınlar ıraksarken, içeri girenler yakınsar. Kapalı bir tutuk yüzeyde, hem içeri ve hem de dışarı giden boş ışınlar yakınsar

Bu üçüncü koşul, farklı şekillerde ifade edilebilir. Bunlardan biri, evrenin uzaysal kesitinin kapalı olduğu şeklindedir; zira bu durumda, dışarıya kaçabilecek bir bölge olması söz konusu olamaz. Diğer durum, kapalı bir tutuk yüzeyin var olması halidir. Bu, ona dik olarak hem içeri giren ve hem de dışarı çıkan boş jeodeziklerin yakınsadığı, kapalı bir iki-yüzeydir (Şekil 1.10). Normal olarak, bir Minkowski uzayında küresel bir iki-yüzey varsa, içeri giren boş jeodezikleri yakınsadığı halde, dışarı çıkanlar ıraksar. Fakat, bir yıldızın çökmesi halinde, kütleçekimsel alan o kadar kuvvetli olur ki, ışık konisi içeri doğru kıvrılır. Bu hatta, dışarı giden boş jeodeziklerinin yakınsadığı manasına gelir.

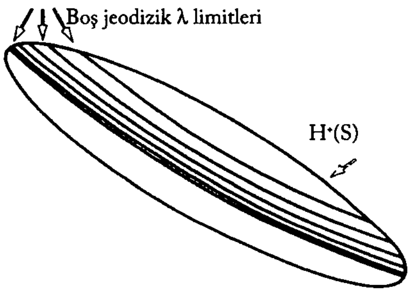
Üç cins koşulun farklı kombinasyonları için, çeşitli tekillik teoremleri uzayzamanın zamansal veya boş jeodeziksel tam olmadığını gösterir. Bir koşul, diğer iki tanesi kuvvetlendirilirken, zayıflatılabilir. Bunu, Hawking-Penrose teoremini açıklayarak, göstereceğim. Bunda, üç enerji koşulunun en kuvvetlisi olan, jenerik enerji koşulu kullanılmaktadır. Oldukça zayıf olan global koşul, kapalı bir, zamansal eğri olmaması şeklindedir. Kaçma olmaması koşulu, en geneli olup, ya bir tutuk yüzey veya kapalı bir, uzaysal üç-yüzey bulunmasını belirtir.




**Şekil 1.11** Bir *S* kümesinin ve onun geleceğinin sınırı olan Cauchy ufku $H^{+}(S)$'nın geleceğinin Cauchy açılımı, $D^{+}(S)$.

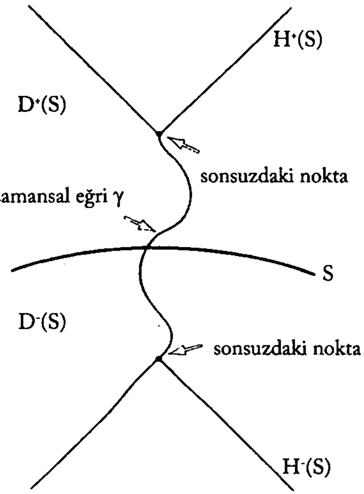
Basit olması için burada, kapalı bir, uzaysal, *S* üç-yüzeyi için yapılan ispatın anahatlarını belirteceğim. Gelecek Cauchy açılımı $D^{+}(S)$ olarak, kendinden geçerek geçmişe doğru yönelen, her zamansal eğrinin *S* yi kestiği, *q* gibi noktaların oluşturduğu bölge olarak tanımlayabiliriz (Şekil 1.11). Cauchy açılımı, *S* üzerindeki verilerden hareketle belirlenebilecek uzayzaman bölgesidir. Şimdi, gelecek Cauchy açılımının kompakt olduğunu varsayalım. Bunun sonucu olarak, Cauchy açılımı, *Cauchy ufku,*

$H^+(S)$ denilen bir gelecek sınırına, sahiptir. Cauchy ufku da, bir noktanın geleceğinin sınırı için kullanılan argümanlara benzer şekilde, geçmişte uç noktaları olmayan boş jeodezik segmentler tarafından üretilir. Ancak, Cauchy açılımı kompakt kabul edildiği için, Cauchy ufku da kompakt olacaktır. Bu, boş jeodezik üreticilerin kompakt bir küme içinde iç içe sarılacağı manasına gelir. Bunlar, Cauchy ufkunda geçmiş veya gelecekte uç noktaları olmayan, limit bir $\lambda$ boş jeodeziğine yaklaşırlar (Şekil 1.12). Fakat, eğer $\lambda$ jeodezik olarak tam olsaydı, jenerik enerji koşulu bunun eşlenik $p$ ve $q$ noktalarını kapsadığı sonucunu içerirdi. $\lambda$ üzerinde $p$ ve $q$ nun ötesindeki noktalar, zamansal bir eğri ile birleştirilebilir. Fakat bu bir çelişkiye götürür, çünkü, Cauchy ufku üzerinde hiçbir nokta çifti, birbirinden zamansal olarak ayrılamaz. Bu nedenle, ya $\lambda$ jeodezik olarak tamdır ve teorem ispatlanmış olur, ya da $S$'nin gelecek Cauchy açılımı kompakt değildir.




**Şekil 1.12** Cauchy ufkunda, geçmiş veya gelecek uç noktaları olmayan, limit oluşturan bir boş jeodizik vardır.

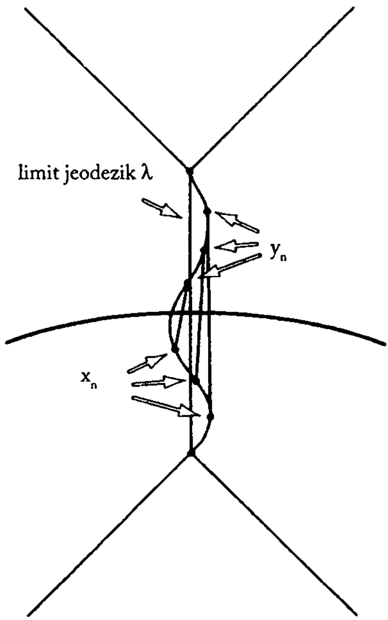
Son durumda, gösterilebilir ki, $S$'den geleceğe yönelik, $S$'nin gelecek Cauchy açılımını hiç terk etmeyen, zamansal bir $\gamma$ eğrisi vardır. Buna oldukça benzeyen bir argüman, $\gamma$ nın geçmiş Cauchy açılımı $D^-(S)$ yi hiç terk etmeyen bir eğriye kadar uzatılabileceğini gösterir (Şekil 1.13). Şimdi de, $\gamma$ üzerinde geçmişe uzanan bir $x_n$ ile geleceğe uzanan bir $y_n$ noktalar dizisini dikkate alalım. Burada $x_n$ ve $y_n$ noktaları, $n$'nin her değeri için, birbirlerinden zamansal olarak ayrı olup, *S*' nin global hiperbolik Cauchy açılımı içindedirler. Böylece, $x_n$'den $y_n$'e, maksimum uzaklıkta, zamansal bir jeodezik $\lambda_n$ vardır ve $\lambda_n$'lerin hepsi kompakt, *S* uzaysal yüzeyini kesecektir. Bunun manası, Cauchy açılımında, $\lambda_n$ zamansal jeodeziklerinin limiti olan bir $\lambda$ zamansal jeodeziği olacaktır (Şekil 1.14).




**Şekil 1.13** Eğer gelecek (geçmiş) Cauchy açılımı kompakt değilse, gelecek (geçmiş) Cauchy açılımım hiç terk faretmeyen, *S*'den geleceğe (geçmişe) yönelen bir zamansal eğri vardır.

Ya $\lambda$ tam değildir, bu durumda teorem ispatlanmış olur, ya da jenerik enerji denklemi dolayısıyla, üzerinde eşlenik noktalar vardır. Fakat bu durumda, yeteri derecede büyük *n* için, $\lambda_n$, üzerinde eşlenik noktalar vardır. Bu bir çelişki oluşturur; çünkü, $\lambda_n$'lerin maksimum uzunlukta eğriler olduğu varsayılmaktadır. Bu nedenle, uzayzamanın zamansal olduğu veya boş jeodejiksel olarak tam olmadığı sonucuna varabiliriz. Diğer bir ifadeyle, bir tekillik vardır.

Teoremler, iki durumda tekillik öngörmektedir. Biri, yıldızların ve diğer büyük cisimlerin gelecekte kütleçekimsel çökmesinde ortaya çıkacaktır. Böyle tekillikler, hiç olmazsa, tam olmayan jeodezikler üzerinde hareket eden parçacıklar için, zamanın sonunu oluşturur. Tekilliklerin öngörüldüğü diğer durum ise, geçmişte ve evrenin şimdiki genişlemesinin başlangıcındadır. Bu, (özellikle Ruslar tarafından ileri sürülen) önce bir büzülme fazı olduğu, oradan, genişleme evresine tekil olmayan bir sıçrayışla geçildiği şeklindeki iddiaların terk edilmesine yol açtı. Bunun yerine, şimdi herkes evren ve zamanın kendisinin, büyük patlama ile başladığını düşünüyor. Bu, birkaç değişik kararsız taneciğin keşfinden çok daha önemli olmakla birlikte, Nobel ödülleri tarafından pek iyi anlaşılmış bir buluş değildir.




**Şekil 1.14** $\gamma_n$'in limiti olan $\lambda$ jeodeziği tam olmamalıdır. Zira, aksi halde, üzerinde eşlenik noktalar bulunması gerekir

Tekillikler öngörmesi, klasik genel görelilik kuramının tamamlanmış bir kuram olmadığını yansıtır. Tekil noktaların uzayzaman manifoldundan kesip çıkarılmaları gerektiği için, oralarda alan denklemleri tanımlanamaz ve tekilliklerden ne çıkacağı önceden kestirilemez. Geçmişteki tekillikler için, bu problemle uğraşmanın tek yolu, kuantum kütleçekimini ele almaktır. Bu konuya üçüncü konuşmamda döneceğim (5. bölüm). Fakat, gelecekte ortaya çıkacağı kestirilen tekilliklerin, Penrose'un *kozmik sansür* adını verdiği bir özelliğe sahip olduğu anlaşılmaktadır. Diğer bir deyişle bunlar, dışardaki gözlemcilerden saklı olan karadelikler gibi yerlerde bulunurlar. Bu nedenle, bu tekilliklerde öngörünün bozulması, hiç olmazsa klasik kuramda, dış dünyada olan biteni etkilemez.

**Kozmik Sansür**

Doğa, çıplak bir tekillikten tiksinir.

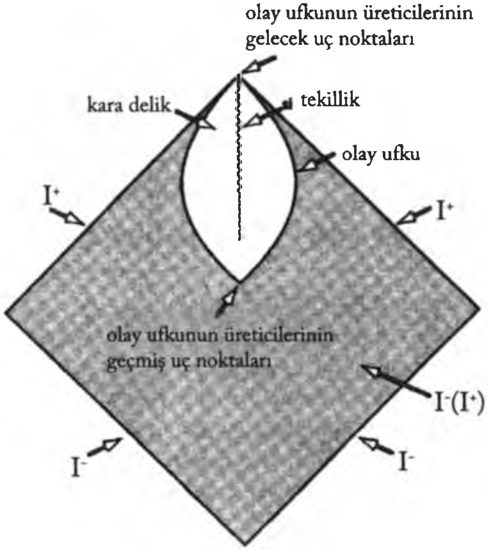
Bununla beraber, gelecek konuşmamda göstereceğim gibi, kuantum kuramında belirsizlik vardır. Bu, kütleçekim alanlarının, kaba tanelilikten kaynaklanmayan bir iç entropisi oabileceği gerçeği ile ilgilidir. Kütleçekimsel entropi ve zamanın bir başlangıcı olduğu ve bir sonu olabileceği, benim konuşmalarımın iki konusunu teşkil edecektir. Zira, bunlar kütleçekimin diğer fiziksel alanlardan çok farklı olduğu konulardır.

Kütleçekimin entropi gibi davranan bir özelliği olduğu, ilkin tamamen klasik olan kuramda farkedilmişti. Bu, Penrose'un *kozmik sansür varsayımı'na* bağlıdır. Bu ispatlanmamış olmakla birlikte, uygun genel başlangıç verileri ve hal denklemleri için doğru olduğu sanılmaktadır. Ben kozmik sansür'ün zayıf bir şeklini kullanacağım. Çöken bir yıldız çevresindeki bölgeyi asimptotik olarak düz almak şeklinde bir yaklaşım kullanılır. Sonra, uzayzaman manifoldu M, Penrose'un gösterdiği gibi, konformal olarak sınırları olan bir $\bar{M}$ manifoldu içine yerleştirilir (Şekil 1.15). Sınır $\partial M$, gelecek ve geçmiş boş sonsuzlukları denen, $I^+$ ve $I^-$ gibi iki parçadan oluşan bir boş yüzey olacaktır. Zayıf kozmik sansürün, iki koşul sağlanırsa geçerli olacağını söyleyeceğim. Önce, $I^+$ boş jeodezik üreticilerinin, belirli bir konformal metrikte tam olduğu kabul edilir. Bu, çökmeden uzaktaki gözlemcilerin ileri bir yaşa kadar yaşayacakları ve çöken yıldızdan yayılan fırtına tekilliği tarafından yok edilmedikleri manasına gelir. İkinci olarak, $I^+$ mn geçmişinin, global olarak hiperbolik olduğu kabul edilir. Bunun manası, uzak mesafelerden görülebilecek, çıplak bir tekillik yoktur. Penrose'un tanımladığı, kozmik sansürün kuvvetli bir şeklinde, bütün uzayzaman global olarak hiperboliktir. Fakat, benim amaçlarım için bunun zayıf şekli yeterlidir

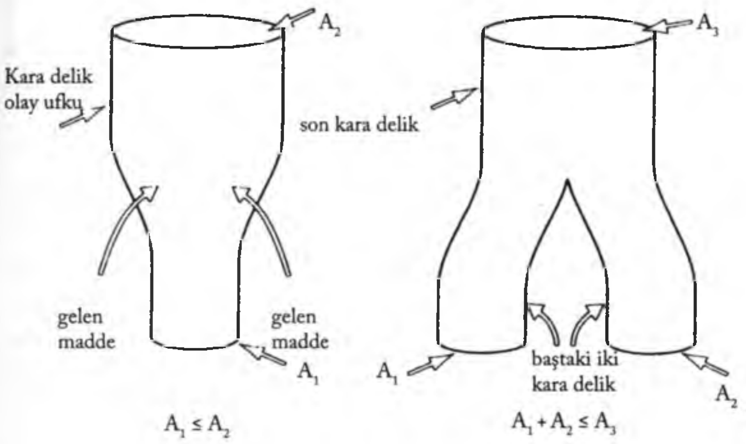
**Zayıf Kozmik Sansür**

1. $I^+$ ve $I^-$ tamdır.
2. $I^-(I^+)$ global olarak hiperboliktir.

Eğer, zayıf kozmik sansür geçerli ise, kütleçekimsel çökmede öngörülen tekillikler, $I^+$ den görülemez. Bu, uzayzamanın, $I^+$ nın geçmişinde olmayan bir bölgesi vardır, demektir. Bu bölgenin, bir karadelik olduğu söylenir; zira, buradan sonsuza ışık veya başka hiçbir şey kaçamaz. Karadeliğin sınırına *olay sınırı* denir. Çünkü, burası aynı zamanda $I^+$ nın geçmişinin de sınırıdır. Olay sınırı, geçmişte uç noktaları olabilen, fakat gelecekte bir uç noktası olmayan, boş jeodezik eğri parçaları tarafından üretilir. Buna göre, eğer zayıf enerji koşulu geçerliyse, ufkun üreticileri yakınsayamaz. Zira, yakınsasalardı, sonlu bir mesafe içinde birbirlerini keserlerdi.




**Şekil 1.15** Sınırı olan bir manifold içine konformal olarak yerleştirilmiş bir çöken yıldız




**Şekil 1.16** Bir karadeliğe madde atılırsa, veya iki karadelik birleşirse, olay ufukları asla küçülmez.

Bu demektir ki, olay sınırının kesiti zamanla hiç azalamayacağı gibi, genellikle de artacaktır. Üstelik, eğer iki karadelik çarpışır ve birleşirse, sonda ortaya çıkan karadeliğin alanı, baştaki karadeliklerin alanlarının toplamından daha büyüktür (Şekil 1.16). Bu durum, termodinamiğin ikinci yasasına göre, entropinin davranışına çok benzemektedir. Entropi, hiç azalamaz ve tüm sistemin entropisi, onu oluşturan parçaların entropileri toplamından büyüktür.

**Kara Delik Mekaniğinin İkinci Yasası**

$$\delta A \geq 0$$

**Termodinamiğin İkinci Yasası**

$$\delta S \geq 0$$

**Kara Delik Mekaniğinin Birinci Yasası**

$$\delta E = \frac{\kappa}{8\pi}\delta A + \Omega \delta J + \Phi \delta Q$$

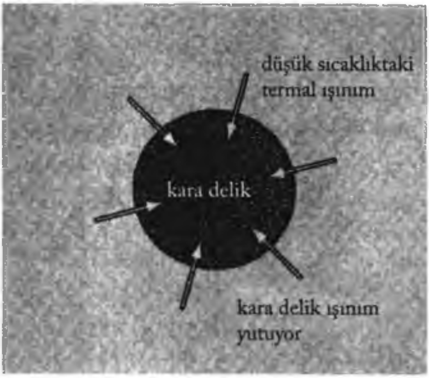
**Termodinamiğin Birinci Yasası**

$$\delta E = T\delta S + P\delta V$$

Termodinamikle benzerlik, ***karadelik mekaniğinin birinci yasası*** denilen şeyle daha da artar. Bu bir karadeliğin kütlesindeki değişmeyi, onun olay ufkunun alanındaki değişmeye, açısal momentumundaki değişmeye ve elektrik yükündeki değişmeye bağlar. Bu termodinamiğin birinci yasası ile kıyaslanabilir. Onda da, iç enerjideki değişme, entropideki değişmeye ve sistem üzerine dışardan yapılan işe bağlanır. Görülür ki, olay ufkunun alanı, entropiye karşı gelirse, sıcaklığa karşı gelen büyüklük de, karadeliğin yüzey kütleçekimi denilen ve K ile gösterilen şeye karşı gelir. Bu, kütleçekimsel alanın olay ufkundaki şiddetinin bir ölçüsüdür. *Termodinamiğin sıfırıncı yasası* ile, aradaki benzerlik daha da pekişir. Zamandan bağımsız bir karadeliğin olay ufkunun her yerinde yüzey kütleçekimi aynıdır.

**Kara Deliğin Sıfırıncı Yasası**
Zamandan bağımsız bir kara deliğin ufku üzerinde, $\kappa$ her yerde aynıdır.

**Termodinamiğin Sıfırıncı Yasası**
Termodinamik dengedeki bir sistemde, $T$ her yerde aynıdır..




**Şekil 1.17** Termal ışınımla etkileşen karadelik, bunun bir kısmını yutar. Fakat klasik kurama göre, dışarıya bir şey gönderemez.

Bu benzerliklerden cesaret alan Bekenstein (1972), olay ufku alanının belirli bir katının gerçekte karadeliğin de entropisi olduğunu ileri sürdü. Kendisi, genelleştirilmiş bir ikinci yasa teklif etti: Karadeliğin bu entropisi ile karadelik dışındaki maddenin entropisi toplamı hiçbir zaman azalamaz.

**Genelleştirilmiş İkinci Yasa**

$$\delta(S + cA) \geq 0$$

Ancak bu teklif tutarlı değildi. Eğer, karadelikler, olay ufkuyla orantılı bir entropiye sahip olsalardı, yüzey kütleçekimiyle de orantılı sıfırdan farklı bir sıcaklıkları olurdu. Karadeliğin kendi sıcaklığından daha düşük sıcaklıktaki bir termal ışınımla temasta olduğunu düşünelim (Şekil 1.17). Karadelik, ışınımın bir kısmını yutarken dışarı bir şey gönderemeyecektir. Zira, klasik kurama göre, karadelikten bir şey çıkamaz. Bu durumda, düşük sıcaklıktaki termal ışınımdan, yüksek sıcaklıktaki karadeliğe ısı iletilmiş olacaktır. Bu ise, genelleştirilmiş ikinci yasaya aykırıdır. Çünkü, termal ışınımdan entropi kaybı, karadelik entropisindeki artmadan daha büyük olur. Ancak, bundan sonraki konuşmamda göreceğimiz gibi, karadeliklerin, tam da termal özellikte bir ışınım yaydıkları keşfedilince, tutarlılık yeniden sağlandı. Bu, sırf bir tesadüf veya bir yaklaşım sonucu olamayacak kadar güzel bir sonuçtur. Böylece, karadeliklerin gerçekten bir iç kütleçekimsel entropisi olduğu anlaşılıyor. Göstereceğimiz gibi bu, bir karadeliğin basit olmayan topolojisiyle ilgilidir. İç entropinin manası, kütleçekimin çoğu kuantum kuramıyla ilgili olanın dışında, ek bir belirsizlik seviyesi ortaya çıkarmasıdır. Bu nedenle, "Tanrı zar atmaz" dediğinde, Einstein yanılıyordu. Karadelikler dikkate alındığında, Tanrının zar atmakla kalmayıp, bazan zarları görülemeyecek yerlere de atarak (Şekil 1.18) bizi şaşırttığı görülmektedir.

**Şekil 1.18**

# 2

# Uzayzaman Tekilliklerinin Yapısı

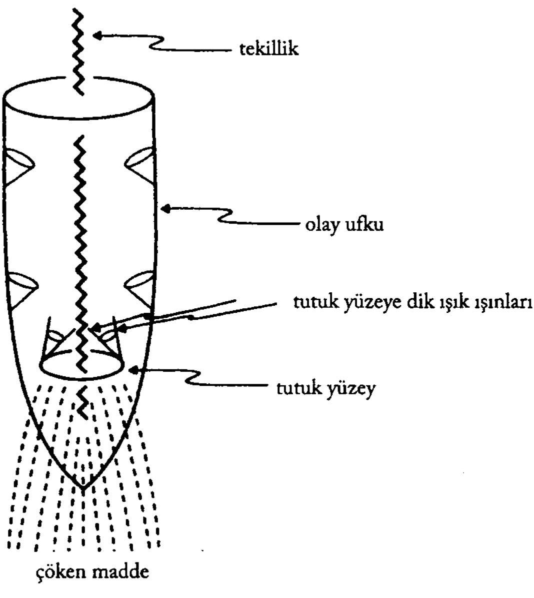
*R. Penrose*

Stephen Hawking'in verdiği ilk konferansta, tekillik teoremleri konuşuldu. Bu teoremlerin temel içeriği, makul (global) fiziksel koşullar altında, tekilliklerin ortaya çıkacağının beklenmesi gerektiğidir. Bu teoremler, tekilliklerin doğası, yahut tekilliklerin nerede bulunacağı hakkında herhangi bir şey belirtmezler. Diğer yandan, bu kuramlar çok geneldirler. Bu nedenlerle, doğal bir soru, bir uzayzaman tekilliğinin geometrik yapısının ne olduğudur. Genellikle, bir tekilliği belirleyen şeyin, onun eğriliğinin ıraksaması olduğu kabul edilir. Bununla birlikte, tekillik teoremlerinin belirttikleri şey tam olarak bu değildir.

Tekillikler, Büyük Patlama'da, karadeliklerde ve Büyük Çöküş'de (karadeliklerin birleşimi olarak kabul edilebilir) oluşurlar. Onlar çıplak tekillik olarak da görünebilirlerdi. Bu soruya ilişkin, *kozmik sansür* denilen şey, böyle çıplak tekilliklerin bulunmadığını ileri süren bir hipotezdir.

Kozmik sansür düşüncesini açıklamak için, biraz konunun tarihçesine değineyim. Einstein denklemlerinin.çözümlerinin, bir karadeliği belirten ilk açık örneği, Oppenheimer ve Snyder tarafından, 1939 yılında çöken bir toz bulutu ile ilgili olarak verilmişti. İçeride bir tekillik bulunmakla birlikte, bu, olay ufku ile çevrili olduğu için, dışarıdan görülemez. Bu ufuk, kendi içerisindeki olayların, dışarıdaki sonsuza sinyal gönderemediği bir yüzeydir. Bu resmin, jenerik olduğuna, yani bunun bir kütleçekimsel çökmeyi genel olarak temsil ettiğine inanılıyordu. Bununla birlikte, OS modeli, özel bir simetriye sahiptir (küresel) ve bunun, gerçek duruma iyi bir örnek olduğu açık değildir.

Einstein denklemlerinin genelde çözümü zor olduğu için, bunun yerine tekilliklerin varlığını belirtebilecek global özellikler aranır. Örneğin, OS modelinin başlangıçta kendisine dik olan ışık ışınları boyunca kesiti daralan, tutuk bir yüzeyi vardır (Şekil 2.1).




**Şekil 2.1** Tutuk bir yüzeyi canlandıran Oppenheimer-Snyder çöken toz bulutu modeli

Tutuk bir yüzeyin varlığının, bir tekilliğin mevcudiyetinin belirtisi olduğunu göstermek, denenebilir (Bu benim varlığını, küresel simetri koşulu gerektirmeden, makul bir nedensellik kabulü ile kanıtlayabildiğim ilk tekillik teoremiydi; 1965.). Yakınsayan bir ışık konisinin varlığı kabulüne dayanarak da benzer sonuçlar elde edilebilir (Hawking ve Penrose 1970; bu durum, bir noktadan farklı yönlerde yayılan tüm ışık ışınlarının daha sonra, birbirlerine yakınlaşmağa başladıkları zaman oluşur.).

Stephen Hawking (1965), benim baştaki düşüncemin kozmolojik ölçekte ters çevrilebileceğini, yani, zaman için ters yönde uygulanabileceğini hemen fark etmişti. Ters bir tutuk yüzey, öyleyse, geçmişte (uygun nedensellik kabülleri yapılarak) bir tekilliğin olduğunun belirtisidir. Şimdi, (zamanda-geriye) tutuk yüzey, çok büyük ve kozmolojik ölçektedir.

Biz burada özellikle bir karadelik durumunun analizi ile ilgileniyoruz. Biliyoruz ki, bir yerde bir tekillik olmalıdır, fakat karadeliği bulmak için onun bir olay ufku ile çevrili olduğunu göstermeliyiz. Kozmik sansür hipotezi, işte bunu ve esas olarak tekilliğin dışardan görülemeyeceğini belirtmektedir. Özellikle, dış sonsuzluğa ışık gönderemeyecek bir bölgenin varlığım belirtir. Bu bölgenin sınırı, olay ufkudur. Stephen'in son konuşmasında verilecek bir kuramı da bu sınıra uygulayabiliriz. Çünkü, olay ufku, gelecek boş sonsuzluğunun geçmişinin sınırıdır. Bundan dolayı, biliyoruz ki, bu sınır

- boş jeodezikleri tarafından üretilen, düzgün bir boş yüzey olmalıdır,
- düzgün olmadığı her noktadan çıkan, gelecek ucu olmayan bir boş jeodezik içerir,

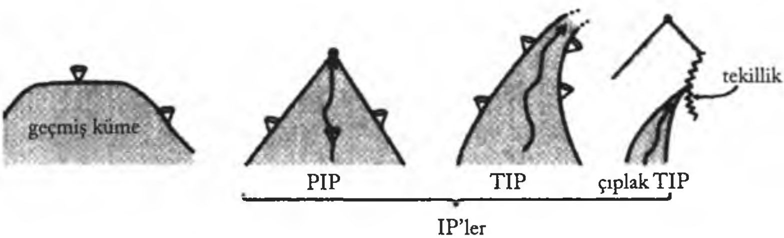
ve

- uzaysal kesitinin alanı zamanla azalamaz.

Gerçekte gene gösterilmiştir ki, (Israel 1967, Carter 1971, Robinson 1975, Hawking 1972) böyle bir uzayzamanın asimptotik gelecek limiti, Kerr uzayzamanıdır. Bu çok dikkate değer bir sonuçtur. Zira, Kerr metriği, Einstein'ın vakum denklemlerinin çok güzel bir kesin çözümüdür. Bu argüman, karadelik entropisi konusu ile de ilgili olup, gelecek konuşmamda buna geri döneceğim (4. Bölüm).

Böylece, gerçekten, OS çözümüne nitelikçe benzeyen bir şey bulmuş oluyoruz. Bazı değişiklikler de vardır - örneğin, Schwarzschild çözümü yerine Kerr çözümünü buluyoruz - fakat bunlar önemsizdir. Ortaya çıkan temel resim oldukça benzerdir.

Ancak, incelikli argümanlar kozmik sansür hipotezine dayanmaktadır. Gerçekte, kozmik sansür, çok önemlidir. Çünkü, tüm kuram ona bağlıdır ve onsuz, karadelik yerine korkunç şeyler görebiliriz.




**Şekil 2.2** Geçmiş-kümeler, PIP'ler ve TIP'ler

Gerçekten, kendimize bunun doğru olup olmadığını sormalıyız. Uzun bir süre önce, bu hipotezin yanlış olabileceğini düşünmüş ve karşı örnekler bulmağa çalışmıştım. (Stephen Hawking, vaktiyle kozmik sansür hipotezi lehindeki en önemli dayanağın, benim onun yanlış olduğunu göstermeğe çalışıp, başaramamam olduğunu iddia etmişti; fakat sanırım bu çok zayıf bir argüman sayılır!)

Ben kozmik sansürden, uzayzamanın *ideal* noktalarına dair bazı düşünceler çerçevesinde söz etmek istiyorum. (Bu kavramlar, Seifert 1971 ve Geroch, Kronheimer ve Penrose 1972 tarafından geliştirilmiştir). Temel fikir, uzayzaman içine gerçek "tekil noktaların" ve "sonsuzdaki noktaların", yani "ideal noktaların", katılması gereğidir. Önce, bir IP, yani *ayrışamaz geçmiş-kümesi*[11] kavramını tanıtmak istiyorum. Burada, bir "geçmiş-kümesi", kendi geçmişini kapsayan bir kümedir; "ayrışamaz" deyimi de, bu kümenin, ikisi de birbirini kapsamayan, iki geçmiş-kümesine bölünemeyeceğini belirtmektedir. Bir teorem, bize herhangi bir IP'nin, bir zamansal eğrinin geçmişi olarak tanımlanabileceğini (şekil 2.2) söylemektedir.

İki cins IP vardır; yani PIP'ler ve TIP'ler. Bir PIP, *asıl* IP dir, yani bir uzayzaman noktasının geçmişidir. Bir TIP ise, bir *son* IP dir ve uzayzamandaki gerçek bir noktanın geçmişi değildir. TIP'ler, gelecekteki ideal noktaları tanımlarlar. Ayrıca, TIP'ler, bu ideal noktanın "sonsuzda" mı (bu durumda, sonsuz öz uzunlukta IP üreten, zamansal bir eğri vardır), yoksa bir tekillik mi (bu durumda da, onu üreten her zamansal eğri, sonlu bir öz uzunluğa sahiptir) olduğuna göre ayrılmalıdır. Birinci halde karşımıza, bir ∞-TIP, ikinci halde de, bir tekil TIP çıkmaktadır. Tabii, bu kavramların hepsi, geçmiş-kümesi yerine gelecek-kümesine de benzer şekilde uygulanabilir. Bu durumda, IF'ler (ayrışamaz gelecekler) PIF'lere ve TIF'lere bölünürken, TIF'ler de ∞-TIF'lere ve tekil TIF'ere ayrılır. Şunu da eklemeliyim ki, bunların hepsinin işlemesi için, gerçekte kapalı bir zamansal eğrinin bulunmadığını kabul etmeliyiz. Bunun marjinal olarak daha zayıf bir koşulu, herhangi bir nokta çiftinin aynı gelecek ve aynı geçmişinin olmamasıdır.

Bu çerçevede çıplak tekillikleri ve kozmik sansür hipotezini nasıl açıklayabiliriz? Her şeyden önce, kozmik sansür hipotezi büyük patlamayı dışlamamalıdır (zira bu durumda kozmologlar büyük güçlükle karşılaşırlar). Her şey büyük patlamadan çıkar, fakat hiç onun içine düşmez. O zaman, çıplak tekilliği, zamansal bir eğrinin hem içine girdiği ve hem de çıktığı bir şey olarak tanımlamayı deneyebiliriz. Böylece, büyük patlama problemi otomatik olarak halledilmiş olur. Çıplak sayılmaz. Bu çerçevede, *çıplak* bir TIP, bir PIP içinde bulunan bir TIP olarak tanımlanır. Bu, temelde yerel bir tanımdır; yani gözlemcinin sonsuzda bulunmasını gerekli görmüyoruz. Bir uzayzamandan çıplak TIP'lerin ayıklanması-

11 indecomposable past-set: ayrışamaz geçmiş-kümesi; Ç.N.

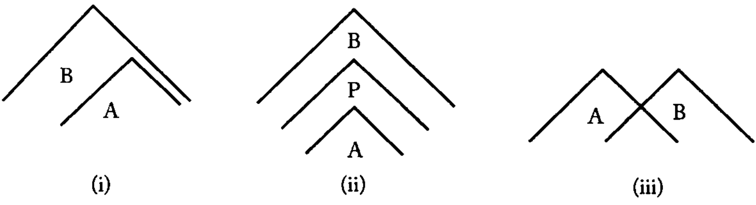
nın, bu tarifteki "geçmiş"i "gelecek"le değiştirmeğe eş bir koşul olduğu anlaşılıyor (Penrose 1979). Böyle çıplak TIP'lerin (veya eşdeğer olarak TIF'lerin) jenerik uzayzamanlarda bulunmadığı hipotezine, *kuvvetli kozmik sansür* hipotezi denir. Bunun sezgisel manası, bir tekil noktanın (veya sonsuz noktanın) - söz konusu olan TIP - bir uzayzamanın ortasında, sonlu bir noktada - söz konusu olan PIP'in tepe noktası - "görülebilir" şekilde "ortaya çıkması" mümkün değildir. Gözlemcinin sonsuzda olmasına gerek kalmaması uygundur, çünkü verilen bir uzayzamanda gerçekten bir sonsuzluk olup olmadığını bilemeyiz. Ayrıca, eğer kuvvetli kozmik sansür hipotezi bozulursa, sonlu bir sürede, bir taneciğin gerçekten bir tekilliğe düştüğünü gözleriz. Burada, fiziğin yasaları geçerliliğini yitirecek (veya aynı derecede kötü olmak üzere, sonsuza erişecektir. *Zayıf kozmik sansür* hipotezini de bu şekilde ifade edebiliriz: sadece PIP'i, ∞-TIP'le değiştirmeliyiz.

*Kuvvetli kozmik sansür* hipotezi, makul hal denklemlerine (örneğin boşluk) uyan içinde madde bulunan bir jenerik uzayzaman, içinde çıplak tekillik olmayan bir şekle (çıplak tekil TIP'ler) genişletilebilir. Çıplak TIP'lerin dışarda bırakılmasının, global hiperbolikliğe (Penrose 1979) veya uzayzamanın bir Cauchy yüzeyinin tüm bağımlılık bölgesine (Geroch 1970) eşdeğer olduğu anlaşılmaktadır. Kuvvetli kozmik sansürün bu formülasyonunun zaman üzerinde açıkca simetrik olduğunu görüyoruz: eğer IP'leri ve IF'leri değiştirirsek, geleceği geçmişle değiştirebiliriz.

Genellikle, *yıldırımlardan* sakınmak için ek koşullar gerekir. Yıldırım ile boş sonsuzluğuna giderken uzayzamanı parçalayan (ve oraya varan) bir tekilliği kastediyoruz (Penrose 1978, Şekil 7). Bunun, kozmik sansürün ifade edilmiş şeklini ihlal etmesi gerekmez. Kozmik sansürün buna çare bulacak daha kuvvetli şekilleri vardır (Penrose 1978, CC4 koşulu).

Böylece, tekrar kozmik sansür'ün gerçek olup olmadığı sorununa gelelim. Önce, onun belki kuantum kütleçekiminde doğru olmayacağına dikkat edelim. Özellikle, patlayan karadeliklerin yol açtığı durumlarda kozmik sansür ihlal edilmiş gibi görünmektedir (bunun hakkında Stephen Hawking sonra daha fazla açıklama yapacak).

Klasik genel görelilikde her iki yönde sonuçlar bulunmaktadır. Kozmik sansürün geçerli olmadığını göstermek için yaptığım bir çalışmada (Penrose 1973), bazı eşitsizlikler çıkardım. Kozmik sansür eğer doğru olsaydı, bunlar geçerli olacaktı. Gerçekten de bunlar doğru çıktılar (Gibbons 1972); ve bu da, kozmik sansür gibi bir şeyin var olduğu fikrini destekliyor. Olumsuz yanda ise, bazı özel örnekler (fakat bunlar da jeneriklik koşulunu çiğniyor) ve çeşitli itirazlarla karşılaşan bazı taslak haldeki sayısal delil var. Bundan başka, çok yeni öğrendiğim bazı belirtilere göre - gerçekten, bunları Gary Horowitz'den daha dün işittim. Eğer kozmolojik sabit pozitif ise, zikrettiğim eşitsizlikler geçerli olmamaktadır. Şahsen, kozmolojik sabitin sıfır olması gerektiğine daima inanmışımdır; fakat eğer kozmik sansür onun, diyelim ki, pozitif olmamasına bağlı ise bu çok ilginç olurdu. Özellikle, tekilliklerin doğası ile, sonsuzluğun doğası arasında karmaşık bir bağıntı olabilir. Sonsuzluk, eğer kozmolojik sabit pozitifse, uzaysaldır; fakat eğer sıfırsa, boş olur. Buna uygun olarak, kozmolojik sabit pozitifse, tekillikler bazan zamansal olurlar (yani kozmik sansürü ihlal eden, çıplak şekilde); fakat eğer sıfır ise, belki de tekillikler (kozmik sansüre uyarak) zamansal olamazlar .




**Şekil 2.3** IP'ler arasında nedensel bağıntılar: (i) *A*, nedensel olarak *B* den önce gelir; (ii) *A*, zamanca *B* den önce gelir; (iii) *A* ve *B* uzaysal olarak kesiklidir.

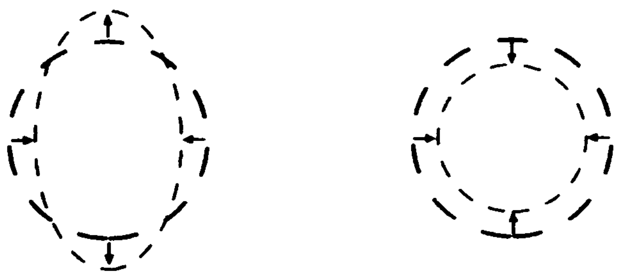
Tekilliklerin zamansal veya uzaysal olan doğalarından söz etmek için, IP ler arasındaki nedensel bağıntıları açıklamalıyım. Nedenselliği noktalar arasına genelleştirirsek; eğer $A \subset B$ ise, $A$ gibi bir IP nin, $B$ gibi bir IP den nedensel olarak önce geldiğini söyleyebiliriz ve eğer, $P$ gibi bir PIP için, $A \subset P \subset B$, ise, $A$ zamanca $B$ den önce gelir deriz. Eğer $A$ ve

*B*, nedensel olarak birbirinden önce gelmiyorsa (şekil 2.3), *A* ve *B* nin birbirinden kesikli uzaylarla ayrıldığım söyleriz.

Buna göre, kuvvetli kozmik sansür, jenerik tekilliğin hiçbir zaman zamansal olamayacağı şeklinde belirtilebilir. Uzaysal (veya boş) tekillikler ya geçmiş veya gelecek tipinde olabilir. Dolayısıyla, eğer kuvvetli kozmik sansür geçerli ise, tekillikler iki sınıfa ayrılır:

(P) TIFler tarafından tanımlanan geçmiş tipleri.
(F) TIPler tarafından tanımlanan gelecek tipleri.

Çıplak tekillikler, aynı anda hem bir TIP ve hem de bir TIF olabildikleri için, iki imkânı tek bir hale birleştirebilirler. Bu nedenle, bu sınıfların ayrılması gerçekten, kozmik sansürün bir sonucudur. (F) sınıfının tipik örnekleri, karadeliklerdeki ve (eğer varsa) Büyük Çöküş'deki tekillikler iken; (P) sınıfının örnekleri de, büyük patlama ve (eğer varsa) akdeliklerdir. Ben, (son konuşmamda değineceğim ideolojik nedenlerle) Büyük Çöküşün olacağını sanmadığım gibi; akdeliklere de, termodinamiğin ikinci yasasını ihlal ettikleri için, daha da az ihtimal veriyorum.


(i) (ii)

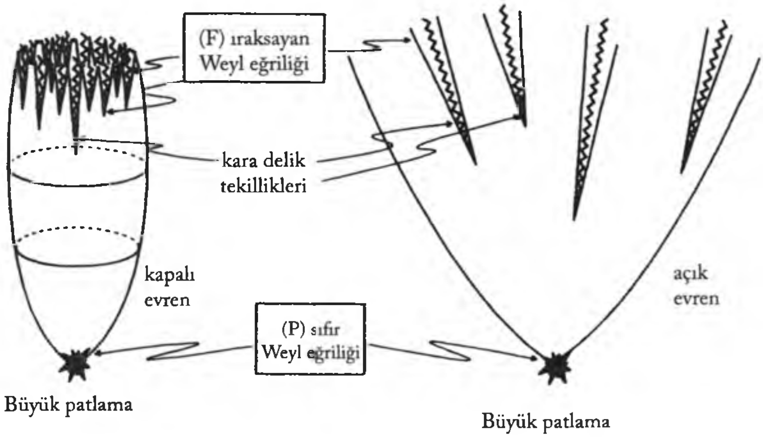
**Şekil 2.4** Uzayzaman eğriliğinin ivme etkileri: (i) Weyl eğriliği nedeniyle gelgit çarpılmaları; (ii) Ricci eğriliğinin hacim azaltıcı etkisi.

Belki, her iki sınıf tekillik tamamen farklı yasalara uyuyorlar. Belki, onlar için kuantum kütleçekim yasaları gerçekten çok farklıdır. Bu noktada, sanıyorum Stephen Hawking benimle aynı görüşü paylaşmıyor [SWH: "Evet"], fakat bu teklifim için şu kanıtları ileri sürüyorum:

1. Termodinamiğin ikinci yasası
2. Evrenin ilk haline dair gözlemler (örneğin COBE), onun çok düzgün olduğunu gösteriyor
3. Karadeliklerin varlığı (hemen hemen gözlendi).

(1) ve (2) den, büyük patlama tekilliğinin gayet düzgün olduğu; (1) den de, içinde akdelik olmadığı (zira akdelikler Termodinamiğin İkinci Yasasını geniş ölçüde ihlal ediyor) iddia edilebilir. Böylece, karadeliklerin tekillikleri için çok farklı yasalar gerekir (3). Bu farkı daha kesin bir şekilde açıklayabilmek için, uzayzaman eğriliğinin, $R_{abcd}$ Riemann tensörü ile belirtildiğini hatırlayınız. Riemann tensörü, (birinci mertebede hacim koruyan ve gelgit şekil değiştirmelerini belirten) $C_{abcd}$ Weyl tensörüne, hacim-azaltan şekil değiştirmelerini belirten (şekil 2.4), $R_{ab}$ Ricci tensörünün indislerini uygun şekilde değiştirerek $g_{cd}$ metriğiyle çarpımına eşdeğer bir kısmın, toplamıdır.

Friedman, Lemaitre, Robertson ve Walker tarafından verilen standart kozmolojik modellerde (bakınız, örneğin Rindler 1977), büyük patlama için Weyl tensörü sıfır çıkmaktadır. (Bunun R.P.A.C. Newman tarafından ispatlanan bir tersi de mevcuttur: Buna göre, konformal düzgün tipte ve Weyl tensörü sıfır olan bir başlangıç tekilliğine sahip bir evren, eğer uygun hal denklemleri geçerliyse, bir FLRW evreni olmalıdır; bakınız Newman 1994).




**Şekil 2.5** Weyl eğrilik hipotezi: Başlangıç tekillikleri (büyük patlama), Weyl eğrilikleri sıfır olacak şekilde sınırlanmıştır. Buna karşılık, sondaki tekilliklerde, Weyl eğriliğinin ıraksayacağı bekleniyor.

Diğer taraftan, kara/akdelik tekillikleri (jenerik halde) ıraksayan bir Weyl tensörü verir Buradan, şu ortaya çıkmaktadır.

## Weyl Eğrilik Hipotezi

- Başlangıç-tipi (P) tekillikler, Weyl tensörleri sıfır olacak şekilde kısıtlanmıştır.
- Son-tipi (F) tekillikler kısıtlanmamıştır.

Bu, görülenlerle yakın uyum içindedir. Eğer evren kapalı ise, son tekillik (Büyük Çöküş) ıraksayan bir Weyl tensörü verir; açık bir evrende ortaya çıkan karadelikler de ıraksayan Weyl tensörü verirler (bakınız Şek.2.5).

Bu hipoteze diğer bir destek, evrenin erken evresinin oldukça düzgün ve akdeliksiz oluşu şeklindeki kısıtlama, erken evrendeki faz uzayını, hiç olmazsa

$$10^{10^{123}}$$

faktörü ile küçültecektir. (Bu sayı, $10^{80}$ baryonluk bir karadeliğin faz uzayı hacmi olup, evrenin en az bu kadar madde içerdiği kabulüne ve Bekenstein-Hawking, kara-deliğin entropisi formülüne - Bekenstein 1972, Hawking 1975 - dayanmaktadır.)

Öyleyse, bu oldukça beklenmedik sonucun ortaya çıkmasını sağlayan bir yasa var olmalıdır! Weyl eğriliği hipotezi, böyle bir yasayı sağlayabilir.

## Sorular ve Cevaplar

*Soru*: Kuantum kütleçekiminin tekillikleri ortadan kaldıracağını düşünüyor musunuz?

*Cevap*: Tam öyle olacağını sanmıyorum. Öyle olsaydı, büyük patlama daha önceki bir çökme fazının sonucu olurdu. O daha önceki fazın, nasıl olup da bu kadar küçük bir entropisi olabileceğini sorgulamamız gerekir. Böyle bir resim, ikinci yasayı açıklamak için elimizde olan en iyi şansı da feda etmek anlamına gelirdi. Üstelik, çöken ve genişleyen evrenlerin tekilliklerinin bir şekilde birbirine bağlanması gerekecekti; fakat bunların çok farklı geometrilere sahip oldukları anlaşılıyor. Gerçek bir kuantum kütleçekim kuramı, bizim uzayzamanın bir tekillikteki durumu ile ilgili şimdiki görüşlerimizi değiştirmelidir. O bize, klasik kuramda tekillik dediğimiz şey hakkında, açık ve seçik konuşma imkânı vermelidir. O sadece basit bir, tekil-olmayan uzayzaman değil, fakat ciddi olarak farklı bir şey olmalıdır.

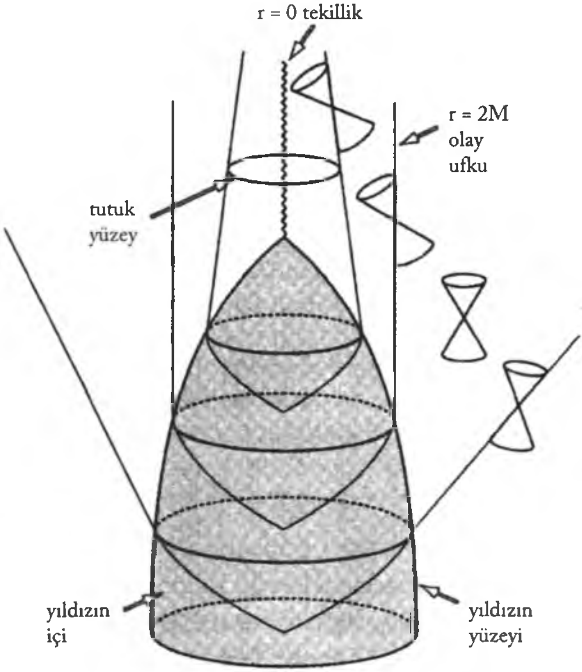
3

# Kuantum Karadelikleri

*S. W. Hawking*

İkinci konuşmamda, karadeliklerin kuantum kuramından söz edeceğim. Bunun, bizi fizikte kuantum mekaniğe ilişkin belirsizliğin dışında ve üzerinde, yeni bir öngörülemezlik düzeyine götürdüğü anlaşılıyor. Bunun nedeni, karadeliklerin, öz entropileri olması ve bizim bulunduğumuz evren bölgesine ait bilgiyi kaybetmeleridir. Bu iddiaların tartışmalı olduğunu belirtmeliyim: Kuantum kütleçekimi üzerinde çalışan bir çok kimse, bu alana parçacık fiziğinden giren hemen herkes gibi, bir sistemin kuantum durumuna ait bilginin kaybolabileceği fikrini içgüdüsel olarak reddedecektir. Buna rağmen, bilginin bir karadelikten nasıl dışarı çıkabileceğini göstermekte, bu kişiler çok az başarılı oldular. Bütün önyargılarına ters düşen, karadeliklerin ışıdığını nasıl kabul etmek zorunda kaldılarsa; onların en sonunda entropinin kaybolduğu hakkındaki önerimi de kabul etmek zorunda kalacaklarına inanıyorum.

Konuşmama, size karadeliklerin klasik kuramını hatırlatarak başlayacağım. Son konuşmada, kütleçekimin, hiç olmazsa normal durumlarda, daima çekici olduğunu gördük. Eğer kütleçekim elektrodinamikteki gibi bazan çekici, bazan da itici olsaydı, $10^{40}$ kere daha zayıf olduğu için onu hiç farkedemezdik.




**Şekil 3.1** Bir yıldız karadelik haline çökerken, olay ufkunu ve bir kapalı yakalanmış yüzeyi gösteren uzayzaman resmi

Ancak, kütleçekimin daima aynı işareti taşıması nedeniyle, bizimle dünya gibi iki makroskopik cismin parçacıklarının arasındaki kütleçekim kuvvetleri, bizim hissedeceğimiz ölçüde bir kuvvet toplamına yol açar.

Kütleçekimin çekici olması, onun evrendeki maddeyi yıldız ve galaksi gibi cisimler oluşturmak üzere bir araya getirecek şekilde davranacağı manasına gelir. Daha fazla sıkışmaya karşı, madde yıldızlarda termal basınç ile ve galaksilerde de iç hareketler ve dönmelerle bir süre direnir. Ancak, en sonunda ısı veya açısal momentum dışarı taşınacak ve cisim büzülmeğe başlayacaktır. Eğer kütle, güneşin kütlesinin bir buçuk katından küçükse, elektron veya nötronların dejenerasyon basıncı nedeniyle büzülme durabilir. Cisim de, buna göre bir beyaz cüce veya bir nötron yıldızı haline gelir. Fakat, kütle bu limitten büyükse, büzülmeyi durdurabilecek bir şey yoktur. Belirli bir kritik büyüklüğe kadar küçülünce, onun yüzeyindeki kütleçekim alanı o kadar kuvvetli olacaktır ki, ışık konileri Şekil 3.1 deki gibi içeri doğru kıvrılacaktır. Bunun size dört boyutlu bir resmini çizmek isterdim. Fakat, hükümet tasarrufları, Cambridge Üniversitesine ancak iki-boyutlu ekranlarla yetinmeğe zorluyor. Bu nedenle, zamanı düşey doğrultuda ve üç uzay doğrultusunun ikisini perspektif olarak, gösterdim. Dışarı giden ışık ışınlarının bile birbirine doğru eğrildiğini ve ıraksamak değil yakınsadığını görebilirsiniz. Bunun manası, Hawking-Penrose teoremindeki alternative üç koşulun biri olan, kapalı bir yakalanmış yüzeyin var olduğudur.

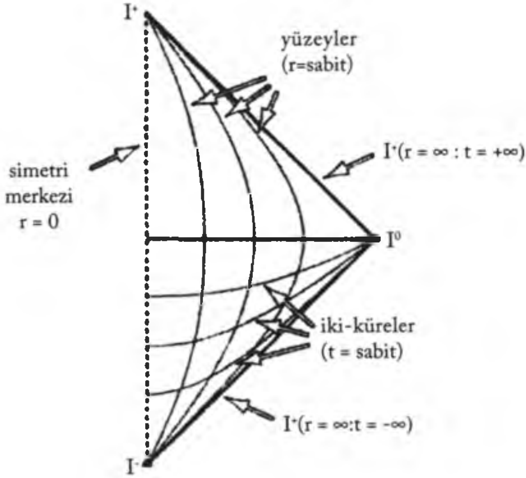
Eğer, kozmik sansür varsayımı doğruysa, yakalanmış yüzey ve onun öngördüğü tekillik uzaktan görülemez. Bu demektir ki, uzayzamanın, içinden sonsuza kaçmanın mümkün olmadığı bir bölgesi olmalıdır. Bu bölgeye karadelik denir. Bunun sınırı olay ufku adını alır ve bu, sonsuza kaçamayan ışık ışınlarının oluşturduğu bir boş yüzeydir. Son konuşmada gördüğümüz gibi, olay-ufkunun kesit alanı, hiç olmazsa klasik kuramda, asla azalamaz. Bu ve küresel çökmenin tedirgeme hesapları, karadeliğin durağan bir hale geleceğini gösteriyor. Israel, Carter, Robinson ve benim birlikte çalışmalarımızla ispatlanan Saçsızlık teoremi, madde alanları yoksa, durağan karadeliklerin sadece Kerr çözümleri olduğunu gösteriyor. Bunlar iki parametre tarafından, yani, $M$ kütlesi ve $J$ açısal momentumu ile karakterize edilirler. Saçsızlık teoremi, Robinson tarafından, bir elektromanyetik alan olması hali için genişletilmiştir. Bu üçüncü bir parametre olarak $Q$ elektrik yükünü (*bkz.* kutu 3.A) getirmiştir. Saçsızlık teoremi, Yang-Mills alanları için ispatlanmamıştır; fakat tek fark olarak, kesikli bir kararsız çözüm ailesini gösterecek şekilde, bir veya birkaç tam sayının daha ekleneceği anlaşılmaktadır. Gösterilebilir ki, zamandan bağımsız Einstein-Yang-Mills karadeliklerinin bundan başka, sürekli serbestlik derecesi yoktur.

Saçsızlık teoremlerinin gösterdiği, bir cisim bir karadelik oluşturacak şekilde çökerken büyük miktarda bilginin kaybolduğudur. Çökmekte olan cisim çok fazla sayıda parametre ile tanımlanabilir. Bunlar, çeşitli madde cinsleri ve kütle dağılımının çokkutuplu momentleri olabilir. Ancak, oluşan karadelik, madde cinsinden bağımsızdır ve ilk ikisi dışında hızla bütün çokkutuplu momentlerini kaybeder. Kalanlar, kütle ile dipol momenti, yani açısal momentumdan ibarettir. Bu bilgi kaybı, klasik kuramda önem taşımıyordu. Çökmekte olan cisimle ilgili tüm bilgi gene karadelik içinde kalıyor diye düşünülüyordu. Karadelik dışında bulunan bir gözlemci için çöken cismin nasıl bir şey olduğunu belirlemek çok zordur. Ama klasik kuramda bu hâlâ ilke olarak mümkündür. Gözlemci, çökmekte olan cismi gerçekte hiç gözden kaybetmeyecektir. Buna rağmen, o yavaşlayacak ve olay ufkuna yaklaştıkça daha çok kararacaktır. Fakat, gözlemci hâlâ onun hangi maddeden yapıldığını ve kütlesinin nasıl dağıldığını görebilecektir. Kuantum kuramı bunun hepsini değiştirmiştir. Önce, çöken cisim olay ufkunu geçmeden evvel sadece sınırlı bir miktarda foton gönderecektir. Bunlar, çöken cisim hakkında tüm bilgiyi

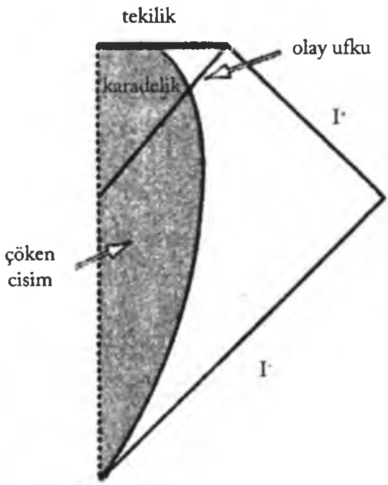
**Saçsızlık teoremi.** Durağan kara delikler, M kütlesi, J açısal momentumu ve Q elektrik yükü ile karakterize edilirler taşımağa yeterli olmayacaktır. Bunun manası, kuantum kuramına göre, dışardaki bir gözlemci için, çöken cismin durumunu ölçmenin mümkün olmadığıdır. Bunun çok önemli olmadığı, çünkü dışarıdaki bir kişi ölçemese de bilginin hâlâ karadelik içinde olduğu düşünülebilir. Fakat işte burada, kuantum kuramının ikinci etkisi ortaya çıkıyor. Göstereceğim gibi, kuantum kuramı karadelikleri ışınım yapar ve kütle kaybeder. En sonunda karadelikler tamamen yok olurken, içlerindeki tüm bilgiyi da birlikte götürürler. Bu bilginin gerçekten de kaybolduğu ve başka bir şekilde geri gelemeyeceği lehinde argümanlar vereceğim. Göstereceğim gibi, bu bilgi kaybı, fiziğe, kuantum mekaniği ile ilgili olanın dışında ve onun üzerinde, yeni bir belirsizlik düzeyi katmaktadır. Ne yazıktır ki, Heisenberg'in belirsizlik ilkesinin tersine, bu düzeyin karadelikler halinde deneysel olarak belirlenmesi oldukça zor olacaktır. Gene de, üçüncü konuşmamda (5. bölüm) iddia edeceğim gibi, mikrodalga ardalanı dalgalanmalarının ölçümünde, bunun belki de gözlemiş olacağımız bir yanı bulunmaktadır.

Kuantum kuramının karadelikleri ışıttığı gerçeği, ilk defa, çökmeyle oluşan bir karadelik ardalanı üzerinde kuantum alan kuramı uygulanırken keşfedilmişti. Bunun nasıl olduğunu görmek için, normal olarak Penrose diyagramı adıyla anılan şeyi kullanmak yararlıdır. Ama, sanırım Penrose'un kendisi de, bunlara Carter diyagramı denmesi gerektiğine katılacaktır. Çünkü, bunları ilk defa sistematik olarak kullanan Carter idi. Küresel bir çökmede, uzayzaman, $\theta$ ve $\phi$ açılarına bağlı olmayacaktır. Bütün geometri, $r$-$t$ düzleminde yer alacaktır. Her iki-boyutlu düzlem, düz uzaya konformal olduğu için, nedensel yapı, içindeki $r$-$t$ düzleminin boş doğruları düşeyle $\pm 45°$ yapan bir diyagramla gösterilebilir.

Düz Minkowski uzayı ile başlayalım: Bunun Carter-Penrose diyagramı, bir köşesi üzerinde duran bir üçgendir (Şek.3.2). Sağdaki iki köşegen kenarlar, ilk konuşmamda değindiğim, geçmiş ve gelecek boş sonsuzluklarına karşı gelmektedir. Bunlar gerçekte sonsuzdadırlar. Fakat, geçmiş veya gelecek boş sonsuzluğuna yaklaşılırken, bütün uzunluklar konformal bir faktörle büzülür. Bu üçgenin her noktası, $r$ yarıçaplı bir iki-küreye karşı gelir. Simetri merkezine karşı gelen, soldaki düşey doğru üzerinde $r = 0$ ve diyagramın sağında $r \rightarrow \infty$ olur.




**Şekil 3.2** Minkowski uzayı için Carter-Penrose diyagramı




**Şekil 3.3** Karadelik oluşturmak üzere çöken bir yıldız için Carter-Penrose diyagramı

Diyagramdan kolayca görüleceği gibi, Minkowski uzayında her nokta, gelecek boş sonsuzluk $I^+$ nın geçmişindedir. Bunun manası, karadelik ve olay ufkunun bulunmamasıdır. Bununla beraber, küresel bir cisim çökmekteyse, diyagram oldukça farklı olmaktadır (Şek. 3.3). Geçmişte diyagram benzer görülmekle beraber, üçgenin tepesi kesilmiş ve burada yatay bir sınır konmuş olduğu görülmektedir. Bu, Hawking-Penrose teoreminin öngördüğü tekilliktir. Görüldüğü gibi bu yatay doğrunun altında da gelecek boş sonsuzluk $I^+$ nın geçmişinde olmayan noktalar vardır. Diğer bir ifadeyle, bir karadelik vardır. Karadeliğin sınırı olan olay ufkunu gösteren ve üst sağ köşeden inen köşegen, simetri merkezine karşı gelen düşey doğru ile birleşir.

Bu ardalan önünde bir $\phi$ skalar alanını dikkate alalım. Uzayzaman eğer zamandan bağımsızsa, dalga denkleminin $I^-$ üzerinde yalnız pozitif frekansları içeren bir çözümü, $I^+$ üzerinde de pozitif frekansları içerecektir. Bunun manası, parçacık yaratılmadığı gibi, başlangıçta $I^+$ üzerinde skalar parçacık yoksa, dışarı giden parçacık da bulunmayacak demektir.

Ancak, çökme sırasında metrik zamana bağlıdır. Bu, $I^-$ üzerinde pozitif frekanslı olan bir çözümü, $I^+$ 'ya gittiğinde, kısmen negatif frekansh yapacaktır. Bu karışma (mixing), $I^+$ üzerinde zamana $e^{-iwt}$ şeklinde bağlı olan bir dalga alıp, onu $I^-$ ye geri götürerek hesaplanabilir. Bu yapıldığında, dalganın ufuk civarından geçen kısmının fazlaca maviye kaydığı görülür. İlginç olan, karışmanın, çökmenin sonlarındaki ayrıntılardan bağımsız bir hale gelerek, sadece karadeliğin ufku üzerindeki kütleçekim alanın şiddetini ölçen, yüzey kütleçekimi $\kappa$'ya bağlı olmasıdır. Pozitif ve negatif frekansların karışması, parçacık yaratılmasına yol açar.

1973 yılında bu olayı ilk defa incelediğim zaman, çökme sırasında bir yayınım boşanması (burst) olacağını, fakat ondan sonra parçacık yaratılmasının duracağını ve geride gerçekten siyah bir kara cisim kalacağını bulmayı umuyordum. Fakat, büyük şaşkınlıkla, çökme sırasındaki bir boşanmadan sonra geriye, sabit hızda bir parçacık yaratımı ve yayınımı kaldığını buldum. Ayrıca, yayınım tam olarak termaldi ve $\kappa/2\pi$ gibi bir sıcaklığı vardı. Bir karadeliğin entropisinin, olay ufkunun alanıyla orantılı olduğu fikrini tutarlı hale getirmek için aranan da işte tam buydu. Üstelik bu, $G = c = \hbar = 1$ gibi Planck birimleriyle, orantı katsayısını bir çeyrek olarak belirliyordu. Buna göre, alan birimi $10^{-66}$ $cm^2$ oluyor ve güneş büyüklüğünde bir karadeliğin entropisi, $10^{78}$ mertebesinde çıkıyordu. Bu, istenen sonucu veren çok büyük sayıda düzen olduğunu göstermektedir.

**Cisim Termal Işınımı**

| | |
|---|---|
| Sıcaklık | $T = \kappa/2\pi$ |
| Entropi | $S = A/4$ |

Karadeliklerden yayılan ışınımı ilk keşfettiğim zaman, öylesine karışık bir hesabın sonuçta tam olarak termal yayınım vermesini mucize gibi görmüştüm. Ancak, Jim Hartle ve Gary Gibbons ile birlikte yaptığımız çalışma, bunun derinde yatan nedenini ortaya çıkardı. Bunu açıklamak için, Schwarzschild metriği örneği ile başlayacağım.

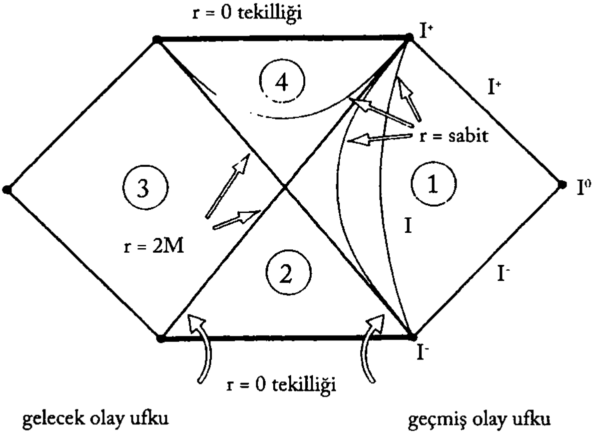
**Schwarzschild Metriği**

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)$$

Bu dönmeyen bir karadeliğin sonuçta varacağı kütleçekim alanını göstermektedir. Normal *r* ve *t* koordinatlarıyla, Schwarzschild yarıçapı $r=2M$ de, görünüşte bir tekillik bulunmaktadır. Fakat bu, koordinatların kötü seçilmesinden kaynaklanmaktadır. Metriği düzgün hale getiren başka koordinatlar seçilebilir.

Carter-Penrose diyagramı, düzleşmiş üst ve taban kenarı ile bir altıgen biçimindedir (Şek.3.4). Bu, üzerinde $r = 2M$ olan, iki boş yüzey ile dört bölgeye ayrılmıştır. Diyagramda ① ile gösterilen sağdaki bölge, içinde yaşadığımızı varsaydığımız, asimptotik düz bölgedir. Onun düz uzayzaman gibi, geçmiş ve gelecek boş sonsuzlukları $I^-$ ve $I^+$ vardır. Solda

③ işaretiyle gösterilen diğer asimptotik düz bölge, bizimkine bir kurt deliği ile bağlı olan başka bir evreni göstermektedir. Ama, göreceğimiz gibi, bu bizim bölgemize imajiner bir zamanla bağlıdır. Alt soldan sağ üst kenara giden boş yüzey, sağdaki sonsuzluğa kaçılabilecek bölgenin sınırıdır. Böylece, burası, gelecek olay ufkudur. Gelecek sıfatı, bunu, sağ alttan üst sola giden, geçmiş olay ufkundan ayırmak için kullanılmıştır.



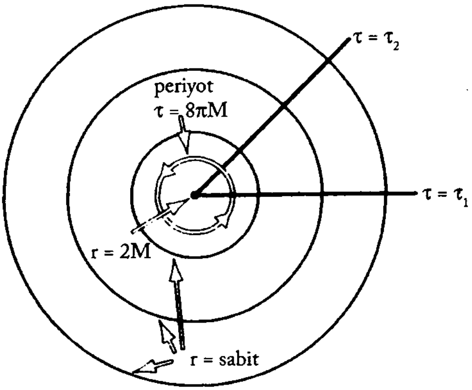

**Şekil 3.4** Sonsuz zamanlı Schwarzchild karadeliğine ait Carter-Penrose diyagramı

Şimdi, baştaki *r* ve *t* koordinatlarındaki Schwarzschild metriğine dönelim. Eğer, $\tau = it$ konursa, kesin olarak pozitif bir metrik bulunur. Böyle kesin olarak pozitif metriğe, eğri bile olsalar, ben Euclides metriği diyeceğim. Euclides-Schwarzschild metriğinde gene $r=2M$ de bir görünüşte tekillik vardır. Bu sefer de, yeni bir radyal koordinat $x = 4M(1-2Mr^{-1})^{1/2}$ tanımlanabilir.

**Euclides-Schwarzschild Metriği**

$$ds^2 = x^2\left(\frac{d\tau}{4M}\right)^2 + \left(\frac{r^2}{4M^2}\right)^2 dx^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$$

Eğer $\tau$ koordinatı için $8\pi M$ periyodu belirlenirse, $x$-$\tau$ düzlemindeki metrik, kutupsal koordinatların başlangıç noktası gibi olur. Benzer şekilde, diğer Euclidesçi kara cisim metriklerinin ufuklarında da görünüşte tekillikler çıkar. Bunlar, $2\pi/\kappa$ periyotlu sanal zaman koordinatı ile ortadan kaldırılabilir (Şek. 3.5).

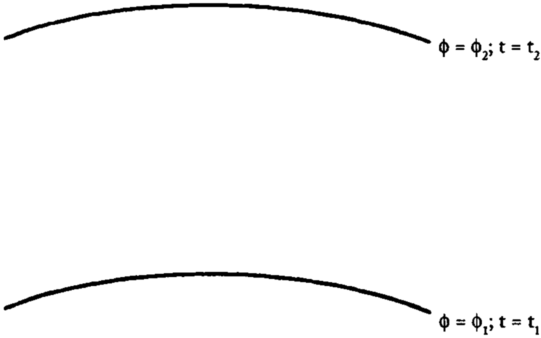



**Şekil 3.5** Euclides-Schwarzschild çözümü. Burada $\tau$ periyodik olarak tanımlanır.

Öyleyse, $\beta$ periyodu ile tanımlanan sanal bir zamanın önemi nedir? Bunu görmek için, genliğin $t_1$ yüzeyindeki bir $\phi_1$ şeklinden, $t_2$ yüzeyindeki $\phi_2$ şekline gittiğini düşünelim. Bu matris elemanı $e^{-iH(t2-t1)}$ ile verilecektir. Bununla birlikte, bu genlik, $t_1$ ve $t_2$ arasında, iki yüzey üzerinde verilen $\phi_1$ ve $\phi_2$ değerleri ile uyuşan, tüm $\phi$ alanları üzerinde alınan bir yol integrali ile temsil edilebilir (Şek. 3.6).

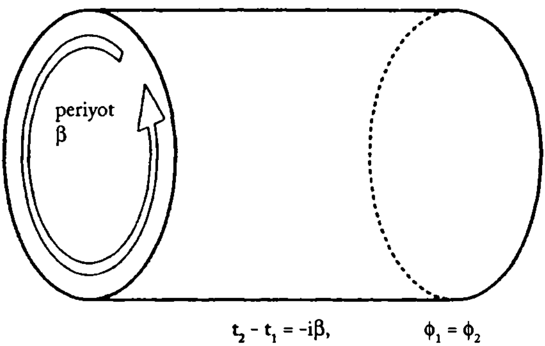
Şimdi zaman farkı $(t_2$-$t_1)$ saf imajiner ve $\beta$'ya eşit olarak seçilir (Şek.3.7). Baştaki $\phi_1$ alanı da sondaki $\phi_2$ alanına eşit alınır ve tam bir $\phi_n$ durum bazı üzerinde toplama yapılır. Solda, bütün durumlar üzerine toplanmış, beklenen değer $e^{-\beta H}$ bulunur. Bu termodinamikteki $T = \beta^{-1}$ sıcaklığı için $Z$ ayırma fonksiyonudur.

Denklemin sağ tarafında bir yol integrali bulunur. $\phi_1 = \phi_2$ koyarak, bütün $\phi_n$ alan şekilleri üzerine toplama yapılır. Bunun manası, $\beta$ peryotlu imajiner zaman yönünde periyodik olan uzayzamanda, bütün $\phi$ alanları üzerinde yol integrali alınıyor demektir.




$$<\phi_2, t_2 \mid \phi_1, t_1> = <\phi_2 \mid \exp(-iH(t_2 - t_1)) \mid \phi_1>$$
$$= \int D[\phi] \exp(iI[\phi])$$

**Şekil 3.6** $t_1$ deki $\phi_1$ durumundan, $t_2$ de $\phi_2$ durumuna giderken genlik.




$$Z = \Sigma <\phi_n \mid \exp(-\beta H) \mid \phi_n>$$
$$= \int D[\phi] \exp(-I[\phi])$$

**Şekil 3.7** T sıcaklığındaki ayırma fonksiyonu, sanal zaman yönünde periyodu $\beta = T^{-1}$ olan bir Euclides uzayzamanında, bütün alanlar üzerinde alınan yol integrali ile verilir.

Böylece, $T$ sıcaklığındaki $\phi$ alanı için ayırma fonksiyonu, Euclides uzayzamanında bütün alanlar üzerinde alınan bir yol integrali ile verilir. Bu uzayzaman, sanal zaman doğrultusunda $\beta = T^{-1}$ periyodu ile periyodiktir.

Eğer bu yol integrali, sanal zaman doğrultusunda periyodu $\beta$ olan düz uzayda alınırsa, bu kara cisim ışınımının bilinen ayırma fonksiyonunu verir. Ancak, az önce gördüğümüz gibi, Euclides-Schwarzschild çözümü de sanal zaman üzerinde $2\pi/\kappa$ periyodu ile periyodiktir. Bu da, Schwarschild ardalanı önündeki alanların, sanki $\kappa/2\pi$ sıcaklığı ile termal bir durumda olduğunu ifade etmektedir.

Sanal zamandaki periyodiklik, frekans karışımı ile ilgili uzun hesapların, neden tam bir termal bir ışınıma götürdüğünü açıklamaktadır. Fakat bu çıkarım, frekans karışımı yönteminde yer alan, çok yüksek frekanslarla ilgili problemleri göz ardı etmiştir. Bu yöntem, ardalandaki kuantum alanları arasında etkileşmeler olduğunda da kullanılabilir. Yol integralinin periyodik bir ardalan üzerinde alınması, beklenen değerler gibi bütün fiziksel büyüklüklerin termal olacağı manasına gelmektedir. Bunun frekans karışımı yöntemiyle kanıtlanabilmesi ise, oldukça güçtür.

Bu etkileşmeler, kütleçekim alanının kendisiyle de etkileşmeyi içine alacak şekilde genişletilebilir. Klasik alan denklemlerinin bir çözümü olan, Euclides-Schwarschild metriği gibi bir $g_0$ ile başlanabilir. Sonra, $I$ eylemi, $g_0$ etrafında, $\delta g$ tedirgemelerinin bir kuvvet serisi ile açılır:

$$I[g] = I[g_0] + I_2(\delta g)^2 + I_3(\delta g)^3 + \ldots$$

Doğrusal terim sıfır olur, çünkü ardalan alan denklemlerinin bir çözümüdür. Kuvadratik terimin, ardalandaki gravitonları gösterdiği kabul edilebilir. Kübik ve daha yukarı terimler ise, gravitonlar arasındaki etkileşmeleri göstermektedir. Kuvadratik terimler üzerindeki yol integrali sonludur. Saf kütleçekim halinde, iki halka üzerinde renormalize edilemeyecek ıraksamalar varsa da, bunlar süperkütleçekim kuramlarında fermiyonlarla elimine olur. Süperkütleçekim kuramlarının üç veya daha fazla halka üzerinde ıraksayıp ıraksamadığını kimse bilmiyor, zira bu hesapları yapacak kadar cesur, daha doğrusu çılgın, kimse henüz çıkmadı. Bazı yeni çalışmalar, bunların her mertebede sonlu olabileceği izlenimini veriyor. Fakat, daha yukarı mertebeli halka ıraksamaları olsa bile, eğer ardalan Planck uzunluğu, yani $10^{-33}$ cm ölçeğinde eğrilmemişse, bunlar fazla bir etki yapmayacaktır.

Yukarı mertebe terimlerden daha ilginç olan, sıfırıncı mertebe ve ardalan metriği $g_0$'ın eylemini gösteren terimdir:

$$I = -\frac{1}{16\pi}\int R(-g)^{1/2} d^4x + \frac{1}{8\pi}\int K(\pm h)^{1/2} d^3x.$$

Genel Görelilikde bilinen Einstein-Hilbert eylemi, skalar eğrilik $R$'nin hacim integralidir. Bu, boşluk çözümleri için sıfır olduğundan, Euclides-Schwarzschild çözümünün eyleminin sıfır olduğu sanılabilir. Bununla beraber, eylemin içinde, sınır yüzeyinin ikinci temel formunun izi olan $K$'nın integraliyle orantılı, bir de yüzey terimi vardır. Bu eklenerek ve düz uzay için yüzey terimi çıkarılarak, Euclides-Schwarzschild metriğinin eylemi, $\beta^2/16\pi$ olarak bulunur. Burada $\beta$, sonsuzluktaki sanal zamanın periyodudur. Böylece, partisyon fonksiyonu Z için, yol integraline en büyük katkı, $e^{-\beta^2/16\pi}$ teriminden gelir:

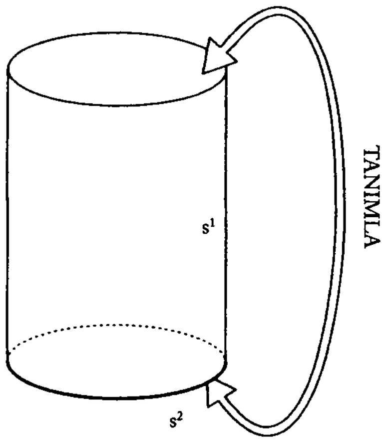
$$Z = \Sigma \exp(-\beta E_n) = \exp(-\beta^2/16\pi)$$

Eğer log Z nin, b periyoduna göre türevi alınırsa, enerjinin beklenen değeri, veya diğer bir ifadeyle, kütle kulunur:

$$\langle E \rangle = -\frac{d}{d\beta}(\log Z) = \frac{\beta}{8\pi}$$

Böylece, bu M = $\beta/8\pi$ kütlesini verir. Bu da bildiğimiz gibi, kütle ile periyot, veya sıcaklığın tersi, arasındaki bağıntıyı kanıtlar. Fakat daha da ileri gidebiliriz. Bilinen termodinamik argümanları kullanarak; ayırma fonksiyonunun logaritmasının, serbest enerji $F$ nin, $T$ sıcaklığı ile bölümünün eksi işaretlisine eşit olduğu görülür:

$$\log Z = -F/T.$$




**Şekil 3.8** Euclides-Schwarzschild çözümünde sonsuzdaki sınır

Ve serbest enerji, kütle veya enerji ile sıcaklık ve entropi çarpımının toplamına eşittir

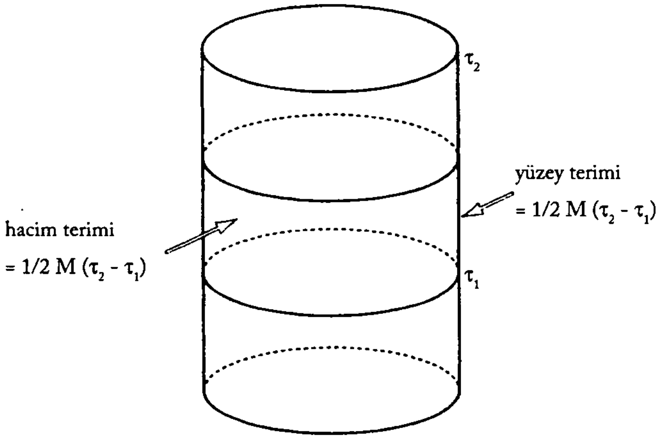
$$F = \langle E \rangle + TS$$

Bunlar birleştirilirse, karadeliğin eyleminin $4\pi M^2$ gibi bir entropi verdiği görülür:

$$S = \frac{\beta^2}{16\pi} = 4\pi M^2 = \frac{1}{4} A$$

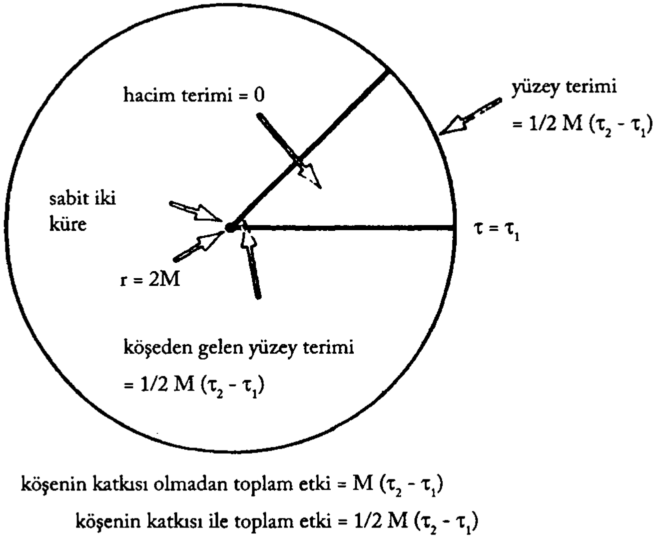
Karadelik yasaları ile termodinamiğin yasalarını aynı yapmağa gereken şey işte budur.

Diğer kuantum alan kuramlarında hiç paraleli olmayan bu yapısal kütleçekimsel entropi niye var? Bunun nedeni, kütleçekimin uzayzaman manifoldu için farklı topolojilere imkân vermesidir. Ele aldığımız Euclides-Schwarzschild çözümünün, sonsuzda, topolojisi $S^2$ x $S^1$ olan bir sınırı vardır. $S^2$, sonsuzda büyük bir, uzaysal iki-küredir. $S^1$ ise, periyodik olarak tanımlanan sanal zaman doğrultusuna karşı gelir (Şekil 3.8). Bu sınır, en az iki farklı topolojiye sahip metriklerle dodurulabilir. Biri, kuşkusuz, Euclides-Schwarzschild metriğidir. Bunun topolojisi, $R^2$ x $S^2$; yani, bir Euclides iki-düzlemi çarpı bir iki-küredir. Diğeri ise, $R^2$ x $S^1$; Euclides düz uzayı, sanal zaman doğrultusunda periodik olarak belirleniyor. Bu iki topolojinin farklı Euler sayıları vardır. Periyodik olarak tanınan düz




**Şekil 3.9** Periyodik tanımlı Euclides düz uzayının eylemi = M($\tau_2$ -$\tau_1$)

uzayın Euler sayısı sıfır ve Euclides-Schwarzschild çözümünün Euler sayısı ikidir. Bunun önemi şudur: periyodik olarak tanımlanan düz uzayın topolojisi üzerinde, gradyenti hiçbir yerde sıfır olmayan ve sonsuzdaki sınırda sanal zaman koordinatı ile uyuşan bir $\tau$ periyodik zaman fonksiyonu bulabiliriz. Bununla, $\tau_1$ ve $\tau_2$ gibi iki yüzey arasındaki



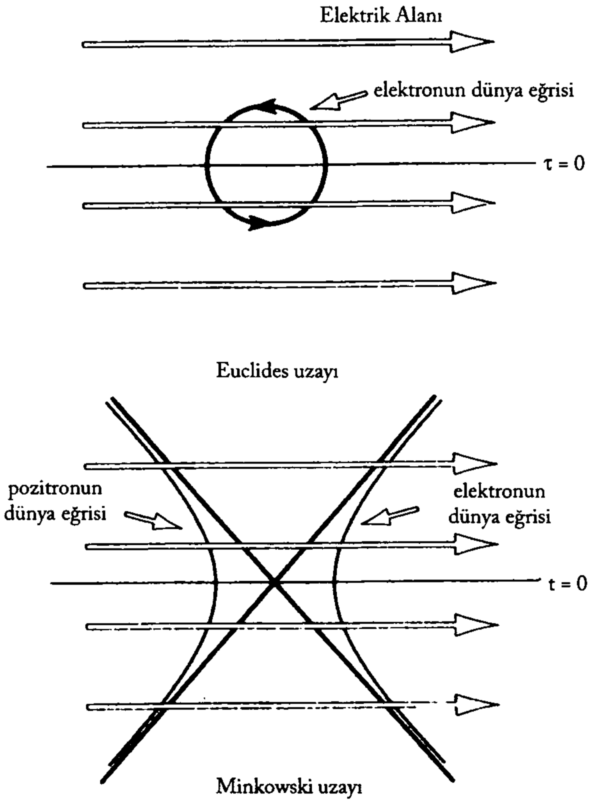

**Şekil 3.10** *r* = *2M* de köşenin katkısı alınmazsa, Euclides-Schwarzschild çözümü için toplam eylem = $M(\tau_2-\tau_1)/2$ olarak bulunur.

bölgenin eylemi hesaplanabilir. Eyleme, maddenin Lagrange fonksiyonu üzerine bir hacim integraline ek olarak, Einstein-Hilbert Lagrange fonksiyonu ve bir yüzey terimi gibi iki katkı vardır. Eğer çözüm zamandan bağımsızsa, $\tau = \tau_1$ üzerindeki yüzey terimi ile, $\tau = \tau_2$ üzerindeki yüzey terimi kısalır. Öyleyse, yüzey terimine net katkı sadece sonsuzdaki sınırdan gelir. Bu, kütlenin yarısı ile, $(\tau_2-\tau_1)$ sanal zaman aralığının çarpımını verir. Eğer kütle sıfır değilse, kütleyi yaratan sıfırdan farklı madde alanları olmalıdır. Gösterilebilir ki, madde Lagrange fonksiyonu üzerine alınan hacim integrali ile, Einstein-Hilbert Lagrange fonksiyonu, gene $M(\tau_2-\tau_1)/2$ verir (Şekil 3.9). Eğer bu katkı, partisyon fonksiyonunun logaritması içinde, termodinamik formüllere konursa, enerjinin beklenen değerinin, tahmin edileceği gibi, kütle olduğu bulunur. Ancak, ardalanının entropi katkısı sıfır olacaktır.

Bununla beraber, Euclides-Schwarzschild çözümünün durumu farklıdır. Euler sayısı sıfır değil, iki olduğu için, gradyenti heryerde sıfırdan farklı olan bir $\tau$ fonksiyonu bulunamaz. Yapılabilecek en iyi şey, Schwarzschild çözümünün sanal zaman koordinatını seçmektir. Bunda, ufuk üzerindeki sabit bir iki-küre üzerinde $\tau$, bir açısal koordinat gibi davranır. Eğer şimdi, sabit $\tau$'ya sahip iki yüzey arasındaki eylem hesaplanırsa, madde alanı bulunmadığı ve skalar eğrilik sıfır olduğu için, hacim integrali sıfırdır. Sonsuzdaki yüzey terimi *K* izi, yine $M(\tau_2-\tau_1)/2$ dir. Fakat, $\tau_2$ ve $\tau_1$ yüzeylerinin bir köşe yaparak birleştiği ufuk üzerinde, şimdi başka bir yüzey terimi vardır. Bu yüzey terimi hesaplanabilir ve $M(\tau_2-\tau_1)/2$ ye eşit olduğu görülür (Şekil 3.10). Böylece, $\tau_2$ ve $\tau_1$ arasındaki bölge için toplam eylem, $M(\tau_2-\tau_1)$ olur. Bu eylem $\tau_2-\tau_1= \beta$ ile birlikte kullanılırsa, eylemin sıfır olduğu görülür. Ancak, Euclides-Schwarzschild çözümünün eylemine, 3+1 yerine dört-boyutlu bir anlayışla bakılırsa, ufuk üzerinde bir yüzey terimi alma gereği yoktur. Zira burada metrik düzgündür. Ufuktaki yüzey terimini dışarda bırakılması,eylemi ufuk alanının dörtte biri kadar azaltır. Bu miktar, karadeliğin yapısal entropisinden ibarettir.

Karadeliklerin entropisinin topolojik bir değişmez (invaryant) olan Euler sayısına bağlı olması, daha temel bir kurama gidilse bile, entropinin yerinde kalacağına işaret etmektedir. Oldukça muhafazakâr bir gurup oluşturan ve her şeyi Yang-Mills kuramı gibi yapmak isteyen bir çok parçacık fizikçisine bu fikir bir küfür gibi geliyor. Bunlar, karadeliklerin ışınımının termale benzediğini ve bunun, eğer delik Planck uzunluğundan büyükse, deliğin nasıl oluştuğundan bağımsız olduğunu kabul ediyorlar. Fakat, karadelik kütle kaybederek Planck büyüklüğüne doğru küçüldükçe, kuantum genel görelilik kuramının geçerliliğini kaybedeceğini ve bütün iddiaların suya düşeceğini düşünüyorlar. Ama, karadeliklerle ilgili açıklayacağım bir düşünce deneyinde, bilgi kaybedildiği fakat ufuk dışında eğriliğin daima küçük kaldığı görülmektedir.

Bir süredir, kuvvetli bir elektrik alanında pozitif ve negatif elektrik yükü taşıyan parçacık çifti yaratıldığı bilinmektedir. Buna bakıldığında, düz bir Euclides uzayında elektron gibi, $q$ yüküne sahip bir taneciğin düzgün bir $E$ elektrik alanında bir daire üzerinde hareket ettiği görülür. Bu hareket, sanal zaman $\tau$'dan gerçek zaman t'ye analitik olarak uzatılabilir. Böylece, pozitif ve negatif elektrik yüklü bir çift parçacık, elektrik alanı tarafından birbirinden uzağa ivmelendirilir (Şekil 3.11).



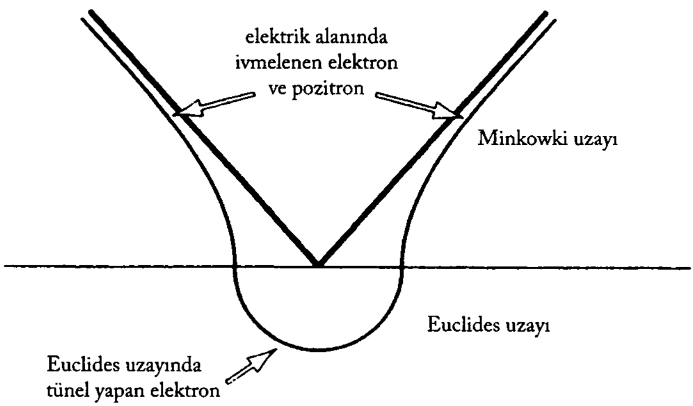

**Şekil 3.11** Euclides uzayında elektron, elektrik alanında bir daire çizerek döner. Minkowski uzayında pozitif ve negatif elektrik yüklü bir çift parçacık birbirinden uzağa ivmelenir.

Parçacık yaratılması işlemi, t = 0 veya $\tau$ = 0 çizgisi boyunca, iki diyagramın yarısının kesilmesi ile tanımlanır. Sonra, Minkowski uzay diyagramının üst yarısı, Euclides uzay diyagramının alt kısmına birleştirilir (Şekil 3.12). Bunun verdiği resimde, pozitif ve negatif yüklü parçacıklar gerçekte aynı parçacıktır. Bu, bir Minkowski uzayı dünya çizgisinden diğerine geçmek üzere, Euclides uzayı içinden tünellenir. Parçacık çifti yaratılmasının ilk yaklaşımda ihtimali $e^{-I}$ dir. Burada,

Euclidesçi eylem, $I = \frac{2\pi . m^2}{qE}$

olarak alınır.

Kuvvetli elektrik alanlarda parçacık çifti yaratılması işi deneysel olarak gözlenmiş olup, gözlenen miktarlar bu beklentilerle uyuşmaktadır.

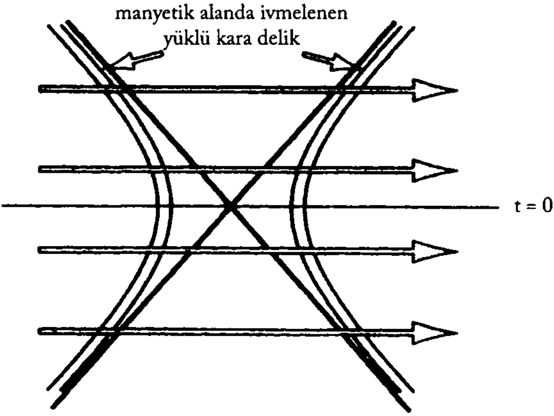



**Şekil 3.12** Parçacık yaratılması, Euclides diyagramının yarısını, Minkowski diyagramının yarısına yapıştırarak belirtilir.

Karadelikler, elektrik yükü de taşıyabildığı için, bunların da çift yaratılabileceği düşünülebilir. Ancak, bunun miktarı, elektron-pozitron çiftleri ile karşılaştırıldığında çok küçük bulunacaktır. Zira, kütle bölü yük oranı $10^{20}$ defa daha büyüktür. Bu şu demektir: karadelik çiftleri oluşturmak üzere önemli bir ihtimal belirmesinden çok daha önce, herhangi bir elektrik alanı elektron-pozitron çiftleri yaratımı ile nötralize olacaktır. Bunun yanında, manyetik yüklü karadelik çözümleri de vardır. Manyetik yüklü parçacık olmadığı için, böyle karadelikler, kütleçekimsel çökme ile yaratılamazlar. Fakat bunların, kuvvetli bir manyetik alanda çiftler şeklinde yaratılabileceği düşünülebilir. Bu durumda, sıradan parçacıklar manyetik yük taşımadığı için, sıradan parçacık yaratılması ile arada bir rekabet yoktur. Bu nedenle, manyetik yüklü bir karadelik çifti yaratabilecek kadar büyük bir ihtimal olabilmesi için manyetik alan yeter derecede kuvvetli olabilir.

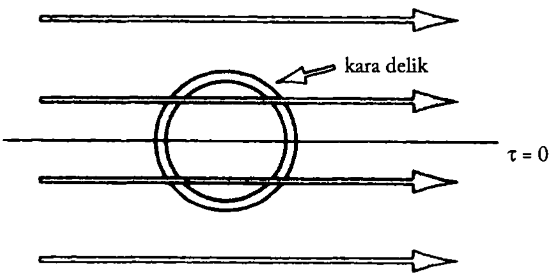
1976 da Ernst, bir manyetik alanda birbirlerinden uzağa doğru ivmelenen, iki manyetik yüklü karadeliği gösteren bir çözüm buldu (Şekil 3.13). Eğer bu, sanal zamana doğru analitik olarak genişletilirse, tıpkı elekron çifti yaratılmasındaki gibi bir resim ortaya çıkar (Şekil 3.14). Karadelik de, tıpkı elektronun düz bir Euclides uzayında bir çember üzerinde döndüğü gibi, eğri bir Euclides uzayında çember üzerinde hareket eder. Karadelik durumunda bir güçlük vardır; zira sanal zaman koordinatı karadeliğin üzerinde döndüğü çemberin merkezi etrafında olduğu gibi, karadelik ufku çevresinde de periyodiktir. Bu periyotları eşit yapmak için, kütle bölü yük oranlarını ayarlamak gerekir. Bunun fiziksel manası, karadeliğin parametreleri, karadeliğin sıcaklığı, ivmelendiği için gördüğü sıcaklığa eşit olacak şekilde seçilmelidir. Manyetik olarak yüklü bir karadeliğin sıcaklığı, yük, Planck kütle birimine doğru yaklaşırken, sıfıra gider. Bu nedenle, zayıf manyetik alanlar ve düşük ivmeler için periyotlar daima uyumlu hale getirilebilir.

Elektron çiftlerinin üretiminde olduğu gibi, karadelik çiftlerinin yaratılışını da, sanal zaman Euclides çözümlerinin alt yarısını, gerçek zaman Lorentz çözümlerinin üst yarısına yapıştırarak açıklayabiliriz (Şekil 3.15). Karadeliğin, Euclides bölgesinden tünel yaptığı ve farklı yüklü iki karadelik halinde ortaya çıkarak, bunların manyetik alan tarafından birbirinden ayrılarak, uzaklara doğru ivmelendirildikleri düşünülebilir.




Lorentz uzayı

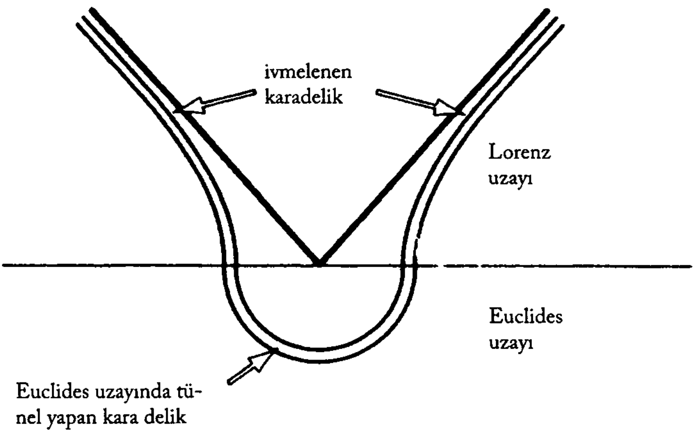
**Şekil 3.13** Bir manyetik alanda birbirinden uzağa doğru ivmelenen farklı yüklü karadelik çifti.




Euclides uzayı

**Şekil 3.14** Euclides uzayında bir çember üzerinde hareket eden yüklü karadelik.

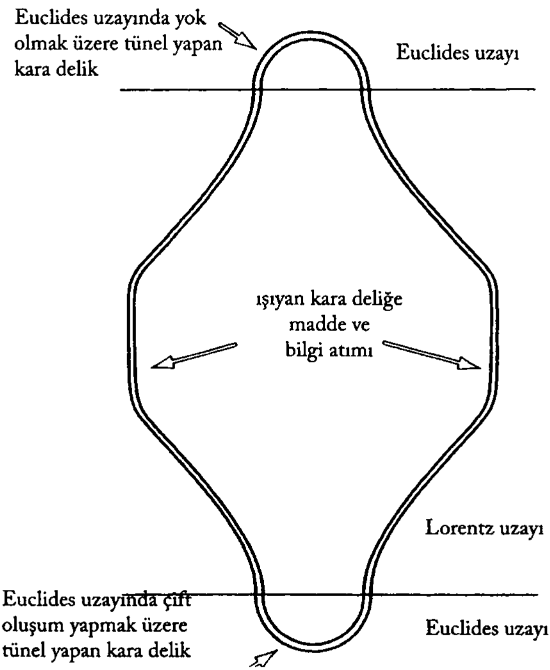
İvmelenen karadelik çözümü asimptotik olarak düz değildir. Çünkü bu, sonsuzda düzgün bir manyetik alana doğru yaklaşır. Fakat, bu gene de manyetik alanın yerel bir bölgesinde karadelik çiftlerinin yaratılma oranını belirlemek için kullanılabilir. Tahmin edilebilir ki, yaratıldıktan sonra, karadelikler birbirinden uzaklaşarak manyetik alan olmayan bölgelere giderler. Bundan sonra her bir karadelik, asimptotik düz bir uzayda bulunan bir karadelik oarak ele alabilir. Her deliğe keyfi büyüklükte madde ve bilgi miktarı atılabilir. Delikler bundan sonra ışıma ile kütle kaybederler. Ancak manyetik yük kaybetmeleri mümkün değildir; zira manyetik yüklü parçacık yoktur. Böylece, zamanla delikler, kütleleri




**Şekil 3.15** Bir çift karadelik üretmek için tünel olayı aynı zamanda Euclides diagramının yarısını Lorentz diagramının yarısına yapıştırarak da belirlenebilir.

yüklerinden biraz daha fazla olduğu orijinal durumlarına dönerler. O zaman iki delik tekrar üst üste getirilerek, birbirini yok etmeleri sağlanabilir. Birbirini yok etme işlemine, çift yaratma işleminin zamandaki tersi olarak bakılabilir. Bu nedenle, Euclides çözümünün üst yarısı Lorentz çözümünün alt yarısına yapıştırılarak temsil edilebilir.Çift yaratma ve yok etme işlemleri arasında, karadeliklerin birbirinden uzaklaştığı, madde yuttuğu, ışıdığı ve tekrar birleştiği, uzun bir Lorentz evresi vardır. Fakat, kütleçekimsel alanın topolojisi, Euclides-Ernst çözümü olacaktır. Bu $S^2 \times S^2$ eksi bir tek noktadır (Şekil 3.16).

Karadelikler yok olurken, karadelik ufuk alanı ortadan kalkacağı için, termodinamiğin ikinci yasasının çiğneneceği düşünülebilir. Ancak, Ernst çözümünün ivmelenme ufkunun alanının, çift yaratılması yokken sahip olacağı alana göre küçüldüğü ortaya çıkmaktadır. Bu oldukça incelikleri olan bir hesaptır. Çünkü, her iki halde de ivmelenme ufkunun alanı sonsuzdur. Yine de, bunların, karadelik ufuk alanıyla, parçacık yaratımı olan ve olmayan durumlardaki eylemin farkının toplamına eşit olan, sonlu ve iyi-tanımlı bir farkı vardır. Bu, çift yaratılması işleminin sıfır enerjili bir işlem olduğu, şeklinde anlaşılabilir; çift *yaratmalı* Hamilton denklemi ile, çift *yaratmasız* Hamilton denkleminin aynısıdır. Simon Ross ve Gary Horowitz'e, bu küçülmeyi tam bu konuşma öncesinde hesapladıkları için çok teşekkür ederim. Bu cins mucizeler - bunu bulmalarını değil, sonucu kastediyorum - karadelik termodinamiğinin, sadece bir düşük enerji yaklaşımı olamayacağına beni inandırıyor. Sanırım, daha temel bir kuantum kütleçekim kuramına gitsek bile, kütleçekimsel entropi ortadan kalkmayacaktır.




**Şekil 3.16** Bir çift karadeliğin tünel olayı ile ortaya çıkması ve sonra gene tünel olayıyla yok olması

Uzayzamanın topolojisi düz Minkowski uzayınkinden farklı ise, bu düşünce deneyinden, yapısal kütleçekimsel entropinin bulunacağı ve bilginin kaybolacağı görülmektedir. Eğer oluşan karadelik çiftleri Planck ölçüsüne göre büyükse, ufuklar dışındaki eğrilik Planck ölçeğine göre heryerde küçük olacaktır. Bunun manası, tedirgemelerde kübik ve daha yukarı terimleri ihmal etmemin iyi bir yaklaşım olduğudur. Bu nedenle, karadeliklerde bilgi kaybı olabileceği sonucuna güvenilebilir.

Eğer makroskopik karadeliklerde bilgi kaybı varsa, metrikte kuantum dalgalanmaları sonucu oluşan, mikroskopik, gerçek dışı[12] karadeliklerin ortaya çıktığı süreçlerde de kaybolmalıdır. Parçacıkların ve bilginin bu deliklere düşerek kaybolabileceği düşünülebilir. Belki bütün çorap teklerinin kaybolduğu yer burasıdır. Enerji ve elektrik yükü gibi ayar alanlarına bağlı olan büyüklükler korunabilir; fakat diğer bilgi ve global yükler kaybolacaktır. Bunun kuantum kuramı için çok önemli etkileri olacaktır.

Normal olarak, saf bir kuantum durumunda bulunan bir sistem, üniter bir şekilde, bir saf kuantum durumları dizisinden geçerek değişir. Fakat eğer karadeliklerin ortaya çıkması ve ortadan kaybolmasıyla bilgi kaybı olursa, üniter bir evrim olamaz. Onun yerine, bilgi kaybı, karadelikler ortadan kaybolduktan sonraki nihai duruma, karışık kuantum durumu denebileceği manasına gelecektir. Buna, her biri kendi olasılığı ile farklı, saf kuantum durumlarının topluluğu[13] olarak bakılabilir. Fakat, o kesinlikle belirli bir durumda olamayacağı için, nihai durumun olasılığı, herhangi bir kuantum durumuna müdahale ile sıfıra düşürülemez. Bu demektir ki, kütleçekim, fizikte çoğu kuantum kuramı ile ilişkilendirilen belirsizliğin dışında ve onun üzerinde, yeni bir önceden bilinemezlik düzeyi getirmektedir. Gelecek konuşmamda, bu ek belirsizliği zaten gözlemiş olabileceğimizi göstereceğim (5. Bölüm). Geleceğin kesin olarak öngörülebileceğine dair bilimsel determinizmin ümidine, bununla bir son verilmektedir. Tanrının hâlâ yeninde sakladığı birkaç sürprizi olduğu anlaşılmaktadır (Şekil 3.17).

12 virtual (Ç.N.).
13 ensemble (Ç.N.).

**Şekil 3.17**

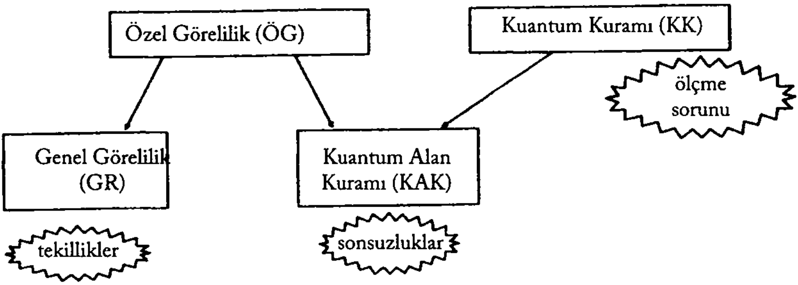
4

# Kuantum Kuramı ve Uzayzaman

*R. Penrose*

Yirminci yüzyılın büyük fizik kuramlarını, kuantum mekaniği (KM), özel görelilik (ÖG), genel görelilik (GG) ve kuantum alan kuramı (KAK) oluşturmaktadır. Bu kuramlar birbirinden bağımsız değildirler: Genel Görelilik, özel görelilik üzerine kurulduğu gibi, kuantum alan kuramı da özel görelilik ve kuantum kuramına dayanmaktadır (bak. şek. 4.1).

Kuantum alan kuramının, $10^{11}$ de bir ölçüsünde doğru olan, şimdiye kadar yapılmış en duyarlı fiziksel kuram olduğu söylenir. Ancak, genel göreliliğin belirli ve açık bir manada, $10^{14}$ de bir ölçüsünde doğru olduğu, test edilmiş bulunmaktadır (ve bu duyarlık, görünüşe göre, sadece yeryüzündeki saatlerin duyarlığı ile sınırlanmıştır). PSR 1913 + 16 Hulse-Taylor çift pulsarından söz ediyorum. Bu, birbiri etrafında dönen ve biri pulsar olan bir nötron yıldızı çiftidir. GR, çiftin yörüngesinin yavaş yavaş azalacağını (ve periyodun kısalacağını) öngörmektedir, zira kütleçekimsel dalgaların yayınımı ile enerji azalmaktadır. Bu gerçekten de gözlenmiş bulunmaktadır. Skalanın bir yanında Newton yörüngelerine, orta bölgede GG düzeltmelere ve diğer uçta ise kütleçekimsel ışınım dolayısıyla yörünge hızının artmasına kadar, hareketin tüm tarifi, GG ile (Newton kuramını da bunun içine alarak kullanıyorum) uyum içindedir. Bu uyum, yukarıda belirttiğim dikkate değer duyarlılık içinde, yirmi yıllık bir toplam sürede belirlenmiş bulunmaktadır. Bu sistemin kaşifleri, çalışmaları dolayısıyla şimdi haklı olarak Nobel ödüllerini almış bulunuyorlar. Kuantum fizikçileri, kuramlarının duyarlığı nedeniyle daima, GG nin kendi kalıplarına dökülmesi gereğini iddia etmişlerdir. Fakat şimdi, sanırım, arkadan yetişmek zorunda olan KAK dır.



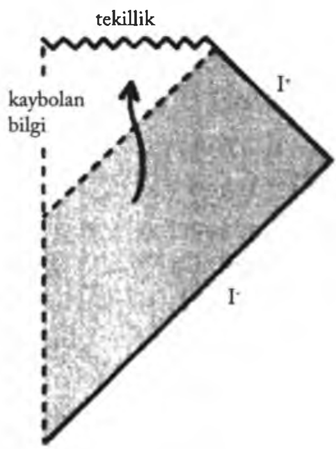

**Şekil 4.1** Yirminci yüzyılın büyük fizik kuramları¾ve onların temel problemleri.

Gerçi bu dört kuram olağanüstü başarılı olmuşlarsa da, problemleri yok değildir. KAK'ın problemi, çok-bağlı[14] bir Feynman diyagramından genlik hesaplandığında, sonucun sonsuz çıkmasıdır. Bu sonsuzluklar ya çıkarılarak yok edilmeli veya kuramın renormalizasyonu işleminin bir parçası olarak, ölçekten çıkarılmalıdır. GG uzayzaman tekilliklerinin varlığını öngörmektedir. KK 'da da "ölçü problemi" bulunmaktadır ki, bundan daha sonra söz edeceğim. Bu kuramların çeşitli problemlerinin çözümünün, bu kuramlardan hiçbirinin kendi başlarına tam olmadığı gerçeğinde yattığı tezi kabul edilebilir. Örneğin, bir çokları, KAK 'ın, GG de çıkan tekillikleri bir şekilde "sıvayabileceğini" ummaktadır. KAK'ın ıraksama problemlerinin, kısmen GG 'den morötesinde yapı-

14 Multiply-connected (Ç.N.).

lacak bir kesme[15] ile çözüleceği düşünülmektedir. Benzer şekilde, ölçme probleminin de, GG ve KK yeni bir kuram içinde uygun şekilde birleştirildiği zaman çözülebileceğini zannediyorum.

Şimdi de, bu son zikrettiğim konu ile ilgili olduğunu iddia ettiğim, karadeliklerdeki bilgi kaybından söz etmek istiyorum. Stephen'in bu konuda söylediklerinin tümüne katılıyorum. Ancak, Stephen karadelikler yüzünden neden olunan bu bilgi kaybına, fizikte, KK 'nın getirdiğinin de üstünde ve ötesinde, yeni bir belirsizlik olarak bakarken, ben bunu "tümleyici " bir belirsizlik olarak görüyorum. Bununla ne demek istediğimi açıklayayım: Karadelikli bir uzayzamanda bilginin nasıl kaybolduğunu, uzayzamana ait bir Carter diyagramı oluşturarak görebiliriz (şek. 4.2). Bunda, "giren bilgi", geçmiş boş sonsuzluk $I^-$ üzerinde; "çıkan bilgi" ise, gelecek boş sonsuzluk $I^+$ üzerinde belirtilir. Yok olan bilginin, karadeliğin ufku içinden geçerken kaybolduğu söylenebilir.

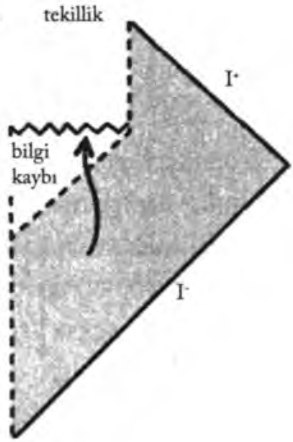



**Şekil 4.2** Karadeliğin çökmesine ait Carter diyagramı

Fakat, ben bilginin, tekillikle karşılaştığı zaman kaybolduğunu söylemeyi tercih edeceğim. Şimdi, bir maddesel cismin bir karadeliğe düştüğünü ve

15 Cutoff (Ç.N.).

sonra karadeliğin Hawking ışınımı ile buharlaştığını düşünelim. (Herhalde bunun olması için çok uzun bir süre beklemek gerekecektir; belki de evrenin ömründen bile daha uzun bir süre!) Çökme ve buharlaşma sürecinde, bilginin kaybolduğuna dair Stephen'in görüşüne katılıyorum. Bu uzayzamanın tümü için de bir Carter diyagramı çizebiliriz (şek.4.3).



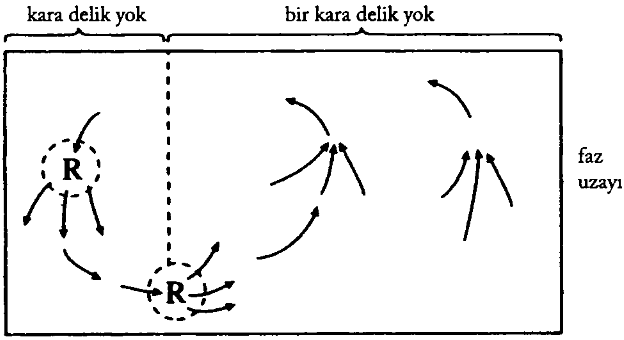

**Şekil 4.3** Buharlaşan karadeliğin Carter diyagramı

Karadelik içindeki tekillik, uzaysaldır ve benim önceki konuşmamda (2. bölüm) belirttiğim gibi, büyük bir Weyl eğriliğine sahiptir. Karadeliğin buharlaşması sırasında az miktarda bilginin bir tekillik artığından kaçması mümkündür (bu, gelecekteki dış gözlemcilerin, geçmişinde olacağı için, Weyl eğriliği küçük veya sıfır olacaktır). Fakat bu küçücük bilgi kazancı, (bir deliğin en sonunda ortadan kalkmasının makul şekillerinden biri kabul ettiğim) çöküşte kaybedilen bilgiden çok daha küçük olacaktır. Bu sistemi bir düşünsel deney olarak, büyük bir kutu içine koyabilsek, kutu içindeki maddenin faz-uzayı evrimini inceleyebiliriz. Karadelik bulunan durumlara karşı gelen faz uzayı bölgesinde, fiziksel evrimi gösteren yörüngeler yakınsayacak ve bu yörüngeleri izleyen hacimler küçülecektir. Bu, karadelik içindeki tekilliğe kaybedilen bilgi ile ilgilidir. Bu büzülme, faz uzayındaki hacimlerin sabit kaldığını söyleyen klasik mekaniğin Liouville teoremiyle açık bir çelişki oluşturmaktadır. (Bu klasik bir teoremdir. Doğru olarak konuşulursa, Hilbert uzayında bir kuantum evrimi ele almalıyız. Liouville teoreminin ihlal edilmesi, üniter olmayan bir evrime karşı gelmektedir.) Böylece, bir karadelik uzayzamanı bu korunumu ihlal eder. Ancak, benim resmimde, bu faz uzayı hacminin kayıbı, bilginin kazanıldığı ve faz-uzayı hacimlerinin arttığı, "ani" bir kuantum ölçümü süreci ile dengelenir. Bu yüzden, karadeliklerde bilgi kaybından kaynaklanan belirsizliğe, ben, kuantum kuramındaki belirsizliğin "tümleyicisi" olarak bakıyorum. Paranın bir yüzü ile öteki tarafı gibi (bak. Şek.4.4).

Geçmiş tekilliklerin az bilgi taşıdığı söylenebilir. Halbuki, gelecek tekillikler çok taşır. Termodinamiğin ikinci yasasının altında yatan da budur. Bu tekilliklerdeki asimetri, ölçüm işleminin asimetrisi ile ilişkilidir. Öyleyse, şimdi kuantum kuramındaki ölçme problemine dönelim.

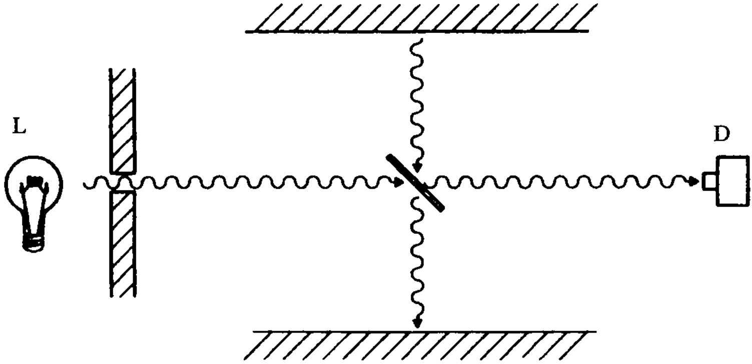
Çift-yarık problemi, kuantum kuramının ilkelerini aydınlatmakta kullanılabilir. Bu durumda, bir ışık demeti A ve B yarıklarını taşıyan, ışık geçirmez bir engel üzerine düşürülür. Bu, arkadaki perde üzerinde, aydınlık ve karanlık saçaklardan oluşan bir girişim resmi oluşturur. Tek tek fotonlar, perdeye ayrık noktalarda varırlar; ama girişim saçakları dolayısıyla, perdede ulaşılamadıkları noktalar vardır. Böyle noktalardan biri $p$ olsun; yine de, yarıklardan biri veya diğeri kapanırsa, $p$ ye erişilebilir. Alternatif olasılıkların bazan birbirini yok ettiği bu cins, yok edici girişimler, kuantum mekaniğinin en şaşırtıcı özellikleridir. Bunu, kuantum mekaniğinin '*üst üste binme ilkesi*' sayesinde anlıyoruz. Eğer bir foton için, foton durumu $|A\rangle$ ile gösterilen, A yolu ve foton durumu $|B\rangle$ ile gösterilen B yolu mümkün ise - ve varsayalım ki, bunlar fotonun, önce yarıkların birinden geçerek, veya önce öteki yarıktan geçerek, $p$ ye ulaşmak için alabileceği yollardır - o zaman foton için, $z$ ve $w$ kompleks sayılar olmak üzere, $z|A\rangle + w|B\rangle$ kombinasyonu da mümkündür.

*w* ve *z*, ***kompleks sayılar*** olduğu için, bunlara herhangi bir şekilde *olasılıklar* olarak bakmak yanlış olur. Fotonun durumu, böyle kompleks bir üst üste binmedir. Bir kuantum sisteminin üniter evrimi, (ben bunu **U** ile gösteriyorum) üst üste binmeleri korur: Eğer $t$=0 anındaki üst üste binme $zA_0+wB_0$ ise, $t$ kadar zaman sonra bu $zA_t+wB_t$ şeklini alır. Burada, $A_t$ ve $B_t$, iki alternatifin $t$ zaman sonrasındaki birbirinden ayrı değişimini temsil etmektedir. Bir kuantum sisteminin, ayırdedilebilecek klasik sonuçlar vermesi için, kuantum alternatifleri büyütülen bir ölçümünde, durum vektörünün *indirgenmesi* veya "dalga fonksiyonunun çökmesi" denilen, (buna **R** diyeceğim) farklı bir cins "evrim" gerçekleşmiş olmalıdır. İhtimaller, sistem ancak bu manada "ölçüldüğü" zaman ortaya çıkar ve iki olayın bağıl olasılığı $|z|^2 : |w|^2$ dir.




**Şekil 4.4** Bir karadelik varsa, faz uzayında hacim kaybı gerçekleşir. **R** ile gösterilen dalga fonksiyonunun çökmesi nedeniyle, faz uzayı hacminin geri kazanılması, bunu dengeler.

**U** ve **R** çok farklı süreçlerdir: **U** belirlenimci, doğrusal, yerel (şekil uzayında) ve zamana göre simetriktir. **R** ise, belirlenimci değil, açıkca doğrusal değil, yerel değil ve zamana göre asimetriktir. KK 'nın bu iki temel evrim sürecindeki farkı, çok ilginçtir. **R** 'nin **U** için bir yaklaşım olduğunun çıkarılması olasılığı (bir çok kere denenmesine rağmen) yok gibidir. İşte bu, "ölçme problemidir."




**Şekil 4.5** **R** içindeki yapısal kuantum olasılıklarının, zamanda geriye doğru geçerli olmadığına dair basit bir deney.

**R**, özellikle zamana göre, asimetriktir. Bir L foton kaynağından çıkan bir ışık demeti, aşağı doğru 45 derecelik açı yapan, yarı yansıtan bir aynaya düşsün; ayna arkasında da bir D detektör'ü bulunsun (şek.4.5).

Ayna kısmen yansıttığı için, yansıyan ve geçen durumların üst üste binmesi eşit ağırlıklı olacaktır. Tek bir foton için, düşeme tarafından yutulmak veya detektörü çalıştırmak olasılıklarının her ikisi de %50 dir. Bu %50, şu sorunun cevabıdır: "Eğer L foton salarsa, D nin bunu alma olasılığı nedir?" Bu cins bir soruya verilecek cevap, **R** kuralı ile belirlenir. Ancak, şunu da sorabilirdik "Eğer D bir foton alırsa, bunun L tarafından salınma olasılığı nedir?" Bu olasılığı da eskisi gibi hesaplayacağımız düşünülebilir. **U** zamana göre simetriktir; öyleyse bu **R** için de geçerli değil midir? Ancak, geçmişe uygulandığında, (zamanda ters yön) **R** kuralı, doğru olasılıkları vermez. Gerçekte, bu soruya cevap, oldukça farklı bakış açısından, yani termodinamiğin ikinci yasasından - burada duvara uygulanıyor - ve asimetriden, son tahlilde, evrenin zamandaki asimetrisinden verilmektedir. Aharanov, Bergmann ve Liebowitz (1964), ölçme sürecinin bir zaman-simetrik çerçeveye nasıl oturtulacağını gösterdiler.

Bu şemaya göre, R'nin zaman-asimetrisi, gelecek ve geçmişteki asimetrik sınır koşullarından kaynaklanıyor. Bu genel çerçeve, Griffiths (1984), Omnés (1992) ve Gell Mann ve Hartle (1990) tarafından da kabul edilmiştir. İkinci yasanın kaynağı, uzayzaman-tekillik yapısındaki asimetriye kadar geriye izlenebildiğinden, bu bağıntı, KK nın ölçme problemi ve GG' nin tekillik problemi ile ilişkili olduğunu ifade eder. Hatırlayalım ki, son konuşmamda başlangıçtaki tekillikte çok az bilgi olduğunu ve Weyl tensörünün sıfır olduğunu, halbuki son tekilliğin (veya tekilliklerin, veya sonsuzluğun) çok bilgi taşıdığını ve Weyl tensörünün ıraksadığını (tekillikler durumunda) ortaya atmıştım.

KK ve GG arasındaki ilişkiye dair kendi konumumu açıklamak için, şimdi, *kuantum gerçekliği* ile ne kastettiğimizden bahsetmek istiyorum: Durum vektörünün "reel" olduğu doğru mu? Yoksa yoğunluk matrisi mi "reel" ? Yoğunluk matrisi, bizim durum hakkında tam olmayan bilgimizi yansıtır ve böylece, hem klasik belirsizlik ve hem de kuantum olasılığı gibi, iki tür ihtimali temsil eder. $\Sigma p_i = 1$ koşulunu sağlayan $p_i$ reel sayıları olasılığı göstermek üzere, yoğunluk matrisini şöyle yazabiliriz:

$$D = \sum_{i=1}^{N} p_i \, |\psi_i><\psi_i| \, ,$$

burada $|\psi_i>$ler bire normalize edilmiştir. Bu denklem, durumların ağırlıklı olasılık karışımını gösterir. $|\psi_i>$ terimlerinin birbirine dik olması gerekli değildir. N ise, Hilbert uzayının boyutundan daha büyük olabilir. Örnek olarak, EPR-tipi bir deney[16] düşünelim. Bunda, deney merkezinde duran sıfır spinli bir parçacık, spinleri 1/2 olan iki taneciğe bozulmaktadır. Bu iki parçacık, zıt yönlerde saçılırlar ve "burada" ve "orada" saptanırlar– "orada" ve "burada" birbirinden oldukça uzak yerler olabilir. Örneğin "orada", ayda olabilir. Durum vektörünü, olasılıkların üst üste binmesi olarak yazabiliriz:

16 Ünlü Einstein-Podolsky-Rosen makalesindeki gibi bir deney (Ç.N.).

$$|\psi_i\rangle = \{|\text{burada yukarı}\rangle|\text{orada aşağı}\rangle - |\text{burada aşağı}\rangle\,|\text{orada yukarı}\rangle\}/\sqrt{2} \qquad (4.1)$$

Bu denklemde, |burada yukarı> ile, "burada" taneciğin spininin yukarı doğru olduğu kastedilmektedir, v.b. Varsayalım ki, ayda spinin z-doğrultusu, bizim bilgimiz dışında ölçülmüş olsun. O zaman buradaki durum, yoğunluk matrisi tarafından belirtilir.

$$D = \frac{1}{2}|\text{burada yukarı}\rangle\langle\text{burada yukarı}| + \frac{1}{2}|\text{burada aşağı}\rangle\langle\text{burada aşağı}|. \qquad (4.2)$$

Alternatif olarak, spinin $x$-doğrultusu ayda ölçülmüş olabilir. Durum vektörü (4.1), tekrar

$$|\psi\rangle = \{|\text{burada sol}\rangle|\text{orada sağ}\rangle - |\text{burada sağ}\rangle\,|\text{orada sol}\rangle\}/\sqrt{2},$$

şeklinde yazılarak, buraya uygun yoğunluk matrisi de,

$$D = \frac{1}{2}|\text{burada sol}\rangle\langle\text{burada sol}| + \frac{1}{2}|\text{burada sağ}\rangle\langle\text{burada sağ}|$$

şeklinde bulunur. Bu gerçekte (4.2) ye eşittir. Fakat, eğer durum vektörü gerçeği betimliyorsa, yoğunluk matrisi olan bitenin ne olduğunu söylemez. O sadece, "orada" olan biteni sizin bilmemeniz koşulu ile, "burada" ölçümünün sonuçlarını verir. Örneğin, aydan aldığım bir mektup, orada yapılan bir ölçümün doğası ve sonuçları hakkında beni bilgilendirebilir. Böylece, eğer bu bilgiyi alabilirsem (ilke olarak) o zaman tüm sistemi bir durum vektörü ile tanımlamalıyım.

Genellikle, verilen bir yoğunluk matrisini, durumların olasılık karışımı olarak yazmak için bir çok yol vardır. Ayrıca, Hughston, Jozsa ve Wooters'e (1993), ait yeni bir teoreme göre, bir EPR sisteminin, "burada" geçmişi olarak ortaya çıkan, ne tipten olursa olsun, bir yoğunluk matrisi ve bu yoğunluk matrisinin, durumların bir olasılık karışımı olarak yorumlanması için, daima bir ölçüm, "orada" vardır ki, işte bu, tam da "burada" yoğunluk matrisinin bir olasılık karışımı olduğu şeklindeki özel yorumu mümkün kılar

Diğer taraftan, yoğunluk matrisinin tanımladığı gerçeğin, bir karadelik varsa, anladığım kadarıyla, Stephen'in görüşüne daha yakın olduğu iddia edilebilir.

John Bell, bazan durum vektörünün indirgenmesi sürecinin standart tasvirine FAPP[17] demektedir. Bu standart sürece göre,toplam durum vektörünü

$$|\psi_{tot}\rangle = w|\text{burada yukarı}\rangle|?\rangle + z\,|\text{burada aşağı}\rangle\,|?'\rangle$$

şeklinde yazabiliriz. Burada $|?\rangle$ , ölçümüzün dışında çevrede olan şeyleri tasvir eder. Eğer çevrede bilgi kayboluyorsa, o zaman yapabileceğimiz en iyi şey yoğunluk matrisidir:

$$D = |w|^2\,|\text{burada yukarı}\rangle\langle\text{burada yukarı}| + |z|^2\,|\text{burada aşağı}\rangle\langle\text{burada aşağı}|\,.$$

Bilgi çevreden geri getirilemezse, biz de $|\text{burada yukarı}\rangle$ veya $|\text{burada aşağı}\rangle$ durumlarını, (FAPP), sırayla $|w|^2$ ve $|z|^2$ olasılıklarıyla ele alabiliriz.

Ancak, yoğunluk matrisi bize hangi durumlardan oluşturulduğunu söylemediği için, bir kabule daha ihtiyacımız var. Bu noktayı açıklamak için, Schrödinger'in kedisi isimli düşünsel bir deneye bakalım: Bu, özel bir kutuya giren bir kedinin düştüğü kötü durumu irdeler. Kutuda (diyelim ki) çıkan bir foton yarı geçirgen bir aynaya çarpar ve fotonun dalga fonksiyonunun aynayı geçen kısmı bir detektöre gelir. Detektöre foton geldiği anda, otomatik olarak bir silah ateşlenerek, kediyi öldürür. Eğer foton gelmezse, kedi yaşar ve keyfi iyidir. (Stephen'in, kedilere düşünsel deneylerde bile eziyet edilmesine karşı olduğunu biliyorum). Sistemin dalga fonksiyonu, bu iki olasılığın bir üst üste binmesidir:

17 FAPP=For all practical purposes = her pratik amaç için (Ç.N.)

$w\ |\text{ölü kedi}\rangle|\text{bum}\rangle + z\ |\text{diri kedi}\rangle|\text{bum yok}\rangle$

burada |bum> ve |bum yok>, çevre durumlarına karşı gelmektedir.

Kuantum mekaniğinin çoklu-dünyalar görüşüne göre bu, (çevreyi göz ardı ederek)

$$w\ |\text{ölü kedi}\rangle|\text{biliyorum kedi ölü}\rangle + z|\text{diri kedi}\rangle|\text{biliyorum kedi diri}\rangle \qquad (4.3)$$

şeklinde yazılır. Burda |biliyorum...> durumları, deneycinin içinde bulunduğu zihin durumu yansıtır.

Fakat, algılarımız bize niçin, sadece "ölü kedi" ve "diri kedi" gibi, makroskopik alternatifleri değil de; bu gibi durumların makroskopik üst üste binmelerini algılamaya, izin vermiyor?

Örneğin, $w = z = 1/\sqrt{2}$ halinde, (4.3) durumunu üst üste binme olarak yazabiliriz.

$$\{(\ |\text{ölü kedi}\rangle + |\text{diri kedi}\rangle\ ) \times (|\text{biliyorum kedi ölü}\rangle + |\text{biliyorum kedi diri}\rangle) + (|\text{ölü kedi}\rangle - |\text{diri kedi}\rangle) \times (|\text{biliyorum kedi ölü}\rangle - |\text{biliyorum kedi diri}\rangle)\}/2\sqrt{2}$$

Böylece, eğer (|biliyorum kedi ölü> + |biliyorum kedi diri>)/$\sqrt{2}$ gibi "algı durumları"nı dışarda bırakmak için bir nedenimiz yoksa, çözüme eskiden olduğundan daha yakın değiliz.

Aynı şeyler çevre için de geçerlidir; (örneğin $w = z = 1/\sqrt{2}$ halinde) yoğunluk matrisi bir üst üste binme halinde yazılır.

$$D = \frac{1}{4}(|\text{ölü kedi}\rangle + |\text{diri kedi}\rangle)(\langle\text{ölü kedi}| + \langle\text{diri kedi}|) + \frac{1}{4}(|\text{ölü kedi}\rangle - |\text{diri kedi}\rangle)(\langle\text{ölü kedi}| - \langle\text{diri kedi}|)$$

Bu ifade, "çevre etkisiyle evre uyumsuzluğu[18]" bakış açısının da, bize kedinin niçin sadece ölü veya diri olduğunu açıklamadığını gösterir.

Burada bilinçlilik veya tutarsızlık gibi konulara daha fazla girmek istemiyorum. Düşünceme göre, ölçme probleminin cevabı başka yerde yatmaktadır. GG'nin işin içine girmeğe başladığı yerde, alternatif uzayzaman geometrilerinin üst üste binmelerinin yanlış sonuç vermeğe başladığını söylemek istiyorum. Belki, iki farklı geometrinin üst üste binmesi *kararsız*'dır ve iki alternatiften *birine* bozulmaktadır. Örneğin, geometriler diri veya ölü bir kedinin uzayzamanı olabilir. İki alternatiften birine bozulmaya, nesnel indirgeme diyorum. Bu ismi, hoş bir kısaltmaya **(OR)**[19] imkân verdiği için seviyorum. Planck uzunluğunun ($10^{-33}$ cm) bununla ilgisi ne? Doğanın, iki geometrinin birbirinden ne zaman önemli ölçüde farklı olduğu konusundaki kriteri, Planck ölçeğine bağlıdır ve bu, farklı alternatiflere indirgemenin zaman ölçeğini belirtir.

Kediye bir gün izin verebiliriz ve yeniden yarı geçirgen aynaya dönebiliriz. Yalnız bu sefer, büyük bir kütle parçasının bir yerden diğer bir yere hareketini tetikleyecek bir foton detektöre isabet etmiş olsun (şek.4.6).

Eğer kütleyi, bir foton onu aşağı yuvarlayabilecek şekilde bir uçurum kenarına dikkatle yerleştirmişsek, detektör durumunun indirgemenmesi problemi hakkında endişe etmekten kurtulabiliriz! İki alternatifin üst üste binmesinin kararsız olması için ne kadar kütle yer değiştirmelidir? Bunun yanıtını, burada gerçekten teklif edeceğim gibi, kütleçekim verebilir (bak. Penrose 1993,1994; keza Diósi 1989, Ghirardi, Grassi ve Rimini 1990). Teklif edilen bu şemaya göre, bozulma zamanını hesaplamak için; kütlenin birini, bulunduğu denge konumundan çıkarıp, diğerinin kütleçekim alanında, ikisinin konumları ele alınan kütlelerin üst üste binmesini verene kadar, çekmeğe gereken E enerjisini ele alalım. Bu üst üste binmenin durum vektörünün çökmesi için gereken zaman ölçeği

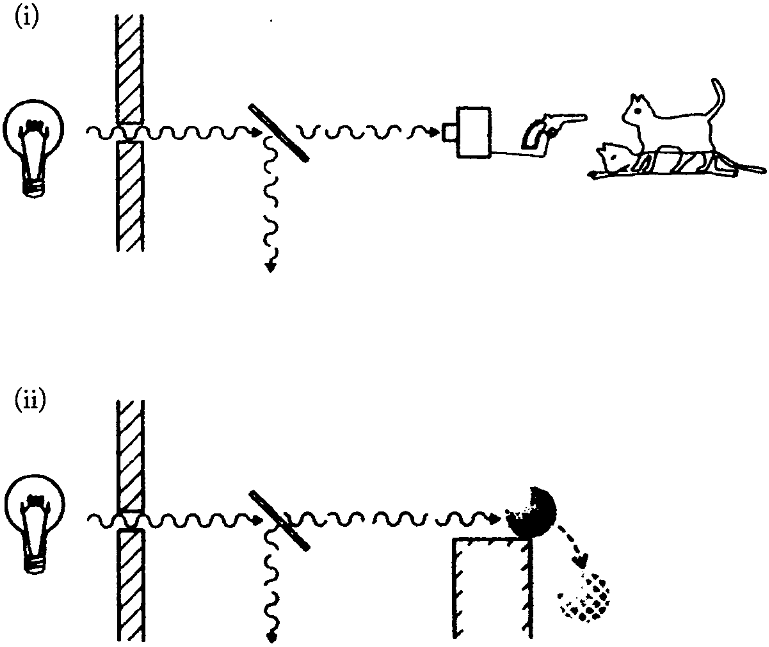
$$T \sim \frac{\hbar}{E} \qquad (4.4)$$

18 decoherence (Ç.N.).

19 Yazar burada kelime oyunu yapıyor. Objective reduction (nesnel indirgeme)'nin baş harfleri OR aynı zamanda veya anlamına gelir. (E.N.)

(i)

(ii)



**Şekil 4.6** Schrödinger'in kedisi (i) ve daha insani bir çözüm şekli (ii).

mertebesindedir. Bir nükleon için bu yaklaşık $10^8$ yıldır; yani deneylerde bu kararsızlığı göremeyiz. Ancak, büyüklüğü $10^{-5}$cm olan bir su zerresi için, çökme yaklaşık 2 saat alır. Zerre büyüklüğü,$10^{-4}$ cm ise, çökme 1/10 s sürer. Halbuki, $10^{-3}$ cm büyüklük için, durum vektörünün çökmesi $10^{-6}$ s mertebesindedir. Bunda da gene kütlenin çevreden yalıtılmış olması durumunda doğrudur; bozulma çevrede kütle hareketlerinin olması ile hızlanır. KK'daki bu cins ölçme problemlerini çözme şemaları, enerji korunumu ve yerellik problemleriyle karşılaşır. Fakat GG'in içinde kütleçekim enerjisi ile ilgili; özellikle bunun üstüste binme durumuna nasıl katkı yapacağı konusunda yapısal bir belirsizlik vardır. GG'de, kütleçekim enerjisi yerel değildir: Kütleçekimsel potansiyel enerji, toplam enerjiye (negatif olarak) yerel olmayan bir katkı yapar ve kütleçekimsel dalgalar, yerel olmayan (pozitif) enerjiyi bir sistemden dışarı taşıyabilir. Düz uzayzaman bile, bazı durumlarda toplam enerjiye katkı yapabilir. Burada ele aldığımız, iki kütlenin konumlarının süperpoze durumundaki enerji belirsizliği, (Heisenberg belirsizliğinden) bozulma süresi (4.4) ile uyumludur.

## SORULAR VE CEVAPLAR

*Soru*: Profesör Hawking, kütleçekimsel alanın, bazı yönlerden, diğer alanlardan daha özel olduğunu söylemişti. Bu konuda ne düşünüyorsunuz.

*Cevap*: Kütleçekimsel alan gerçekten özel! Bir bakıma, konunun tarihinde bir istihza var: Fiziği, Newton, kütleçekim kuramıyla başlattı ve diğer bütün fiziksel etkileşmeler için bu kuram özgün paradigma oldu. Fakat, şimdi, kütleçekimin diğer bütün etkileşmelerden gerçekten, açıkça farklı olduğu anlaşılıyor. Karadelikler ve bilgi kaybı üzerindeki derin etkileriyle, nedenselliği etkileyen sadece kütleçekimdir.

# 5

# Kuantum Kozmolojisi

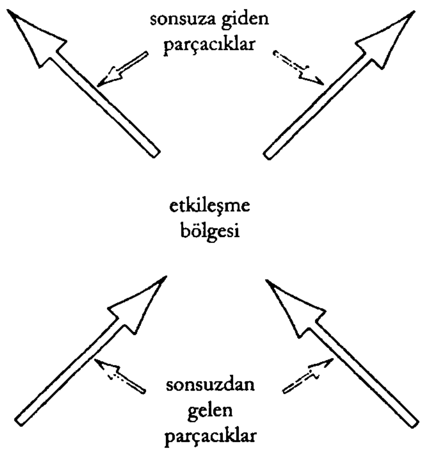
*S. W. Hawking*

Üçüncü konuşmamda, kozmolojiye eğileceğim. Eskiden sahte bir bilim gibi görülen kozmolojinin, gençliklerinde belki faydalı işler de yapmış ama bunamaya yakın mistikleşmiş fizikçilere has bir uğraşı alanı olduğu düşünülürdü. Bunun iki nedeni vardı: Bunlardan birincisi, güvenilir gözlemlerin neredeyse tamamen eksikliğiydi. Gerçekten de, 1920'lere kadar tek önemli gözlem, gök yüzünün geceleri karanlık oluşu idi. Fakat, bunun önemini de kimse takdir edememişti! Bununla birlikte yakın yıllarda teknolojinin ilerlemesiyle, kozmolojik gözlemlerin kapsam ve kalitesi, muazzam şekilde ileri gitmiş bulunuyor. Dolayısıyla, kozmolojinin bir bilim olduğunu yadsımak için, onun gözlemsel bir tabanı olmadığını ileri sürmek artık olanaklı değil.

Fakat, ikinci ve daha ciddi bir itiraz da var. Kozmoloji, evren hakkında bazı başlangıç koşulları kabul edilmezse, hiçbir öngörü yapamaz. Böyle bir kabul yapmadan, söylenebilecek tek şey, şimdi her şeyin böyle olmasının nedeninin, onların geçmişte de öyle olmuş olmalarıdır! Gene de, bir çok kimse, bilimin, evrenin zaman içindeki evrimini yöneten yerel yasalarla ilgilenmesi gerektiğine inanıyor. Onlar, evrenin nasıl başladığını belirleyen evrenin sınır koşullarının, bilimden ziyade metafizik veya din ile ilgili bir soru olduğunu düşünüyorlar.

Roger'in ve benim ispatladığımız teoremlerle durum daha da kötüleşti. Bunlar, genel göreliliğe göre, geçmişimizde bir tekillik olması gerektiğini gösteriyordu. Bu tekillikte, alan denklemleri tanımlanamaz. Yani, klasik genel görelilik, kendi yıkılışının da nedeni olmaktadır: Zira bu kuram, evrende olan biteni önceden belirleyemeyeceğini öngörmektedir.

Her nekadar, bir çok kimse bu sonucu memnuniyetle karşıladılarsa da, bu beni derinden rahatsız etmiştir. Eğer fizik yasaları, evrenin başlangıcında geçerliliğini yitiriyorsa, niye başka her hangi bir yerde de yitiremesin? Kuantum kuramında, mutlak olarak yasak olmayan her şeyin olabileceği ilkesi vardır. Yol integrallerinde bir kere tekil geçmişlere müsaade edilirse, bunlar her yerde ortaya çıkabilir ve öngörü imkânı tamamen ortadan kaybolabilir. Eğer fizik yasaları tekilliklerde bozuluyorsa, başka herhangi bir yerde de bozulabilirler.




**Şekil 5.1** Bir saçılma hesabında, sonsuzdaki giren ve çıkan parçacıklar üzerinde ölçüm yaparız; bununla asimptotik Euclides metriklerini inceleriz.

Bilimsel bir kurama sahip olabilmenin tek yolu, fizik yasalarının, evrenin başlangıcı da dahil olmak üzere, her yerde geçerli olmasıdır. Buna, demokrasi ilkelerinin de bir zaferi olarak bakılabilir: Evrenin başlangıcı, diğer noktalarda geçerli olan yasalardan niçin muaf olsun? Eğer her nokta eşitse, bazılarının diğerlerinden daha eşit olmasına izin verilemez.

Fiziğin yasalarının her yerde geçerli olduğu düşüncesini yürütebilmek için, yol integrali sadece tekil olmayan metrik üzerinde alınmalıdır. Adi yol integrali durumunda, ölçünün, diferansiyeli alınamıyan yollar üzerinde yoğunlaştığı bilinir. Fakat bunlar, iyi-tanımlanmış eyleme sahip, düzgün yollar kümesinin, uygun bir topolojide, kapanışıdır. Benzer şekilde, kuantum kütleçekimi için, yol integralinin düzgün metrikli uzayın tümleyicisi üzerinde alınması gerekeceği beklenir. Yol integralinin kapsayamadığı şey; eylemi tanımlanmayan, tekillikleri olan metriklerdir.

Karadelikler için gördük ki, yol integrali, Euclides yani pozitif belirli metrik üzerinde alınmalıdır. Bu, Schwarzschild çözümü gibi karadelik tekilliklerinin, ufuk içine girmeyen Euclides metriğinde görülmediği demektir. Onun yerine, ufuk, kutupsal koordinatların başlangıç noktası gibi idi. Euclides metriğinin eylemi, bu nedenle, iyi-tanımlıdır. Buna, kozmik sansürün kuantum çeşidi olarak bakılabilir: Bir tekillikte yapının bozulması, herhangi bir fiziksel ölçümü etkilememelidir.

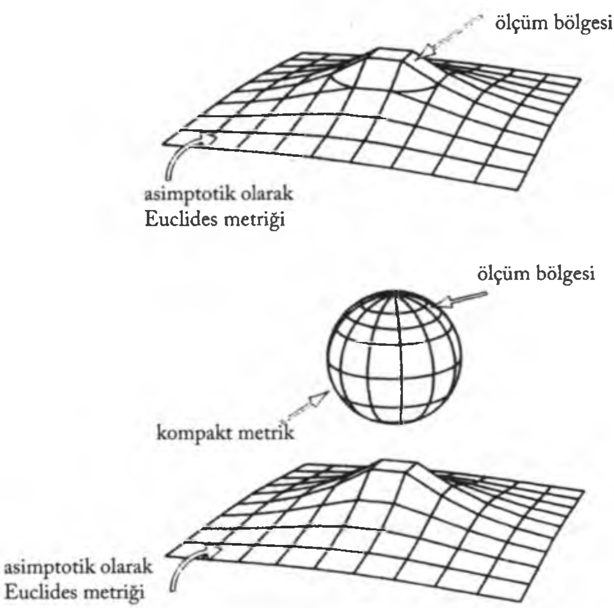
Bu nedenle, görülüyor ki, kuantum kütleçekimi için yol integali, tekil olmayan Euclides metriği üzerinde alınmalıdır. Fakat bu metrikler üzerinde hangi sınır koşulları alınmalıdır? İki ve yalnız iki doğal tercih var. Birincisi, kompakt bir küme dışında, düz Euclides metriğine yaklaşan metriklerdir. İkinci olasılık ise, kompakt ve sınırı olmayan manifoldlar üzerindeki metriklerdir.

**Kuantum Kütleçekiminde Yol integralleri için Doğal Tercihler**

1. Asimptotik Euclides metrikleri.
2. Sınırı olmayan kompakt metrikler.

Asimptotik Euclides metriklerinin birinci sınıfı açıktır ki, saçılma hesapları için uygundur (şek.5.1). Bunlarda, sonsuzdan içe doğru parçacıklar gönderilir ve sonsuza tekrar ne gittiği gözlenir. Bütün ölçümler, düz bir ardalan metriğine sahip ve alandaki ufak salınımların[20], genelde olduğu gibi, parçacık olarak yorumlanabildiği, sonsuzda yapılır. Ortadaki etkileşme bölgesinde ne olduğu sorulmaz. Bu, bir yol integralinin, niçin etkileşme bölgesinin tüm olası tarihi üzerinde, yani tüm asimptotik Euclides metrikleri üzerinde alındığını gösterir.

Ancak, kozmolojide ilgi, sonsuzda değil, sonlu bir bölgede yapılan ölçümler üzerinedir. Biz evrenin içindeyiz; dışardan içeriye doğru bakmıyoruz. Bunun farkının ne olacağını görmek için, önce kozmolojide yol integralinin tüm asimptotik Euclides metrikleri üzerinde alınacağını varsayalım. O zaman, sonlu bir bölgedeki ölçüm olasılıklarına iki katkı olacaktır.




**Şekil 5.2** Kozmolojik ölçümler sonlu bir bölgede yapıldığı için, iki tip asimptotik Euclides metriği dikkate almalıyız: bağlı olanlar (*üstte*) ve bağlı olmayanlar (*altta*).

20 Fluctuation, (Ç.N.).

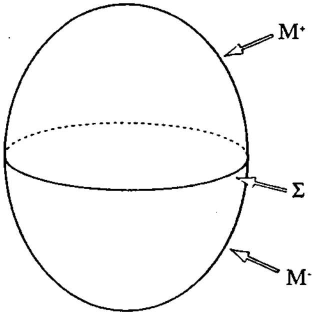
Birincisi, bağlı[21], asimptotik Euclides metriklerindendir. İkincisi de, ölçüm bölgesini ve ayrı bir asimptotik Euclides metriğini kapsayan, kompakt bir uzayzamandan oluşan, bağlı olmayan metriklerin katkısıdır (şek.5.2). Bağlı olmayan metrikler, yol integralinin dışında bırakılamaz, zira bunlar yaklaşık olarak, farklı bileşenlerin, ihmal edilebilir eyleme sahip ince tüp veya kurt delikleri ile birleştirilmesiyle bağlı metriklerle elde edilebilir.

Uzayzamanın bağlı olmayan kompakt bölgeleri, saçılma hesaplarını etkilemez; zira, bunlar bütün hesapların yapıldığı sonsuzla birleştirilmiş değillerdir. Fakat, bunlar, sonlu bir bölgede yapılan kozmoloji ölçümlerini etkileyeceklerdir. Gerçekten, böyle bağlı olmayan metriklerin katkısı, bağlı asimptotik Euclides metrikleri̇ninkinden daha ağır basacaktır. Bundan dolayı, eğer kozmoloji için yol integrali tüm asimptotik Euclides metrikleri üzerinde bile alınsa, bunun etkisi hemen hemen, yol integrali sanki tüm kompakt metrikler üzerinde alınarak bulunacak değere eşit olacaktır. Bu yüzden, kozmoloji yol integralini, Jim Hartle ve benim 1983 de teklif ettiğimiz gibi (Hartle ve Hawking, 1983), tüm sınırı olmayan kompakt metrikler üzerinde almak daha doğal görünmektedir. Bunu, Evrenin Sınır Koşulu, Onun Sınırının Olmamasıdır şeklinde yeniden formüle edebiliriz.

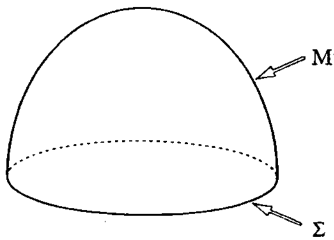
**Sınır Olmaması Teklifi (Hartle ve Hawking)** Kuantum kütleçekimi için yol integrali, bütün kompakt Euclides metrikleri üzerinde alınmalıdır.

Bu konuşmamın geri kalan kısmında göstereceğim ki, Evrenin Sınırının Olmaması Koşulu, içinde yaşadığımız, yani, küçük tedirgemelerle, genişleyen, isotrop ve homojen bir evrene uymaktadır. Bu tedirgemelerin spektrum ve istatistiğini, ardalandaki mikrodalga dalgalanmalarından gözleyebiliriz. Sonuçlar, sınırın olmaması teklifi ile şimdiye kadar uyum içindedir. Mikrodalga ardalan gözlemleri daha küçük açısal ölçeklere genişletildiği zaman, bu teklif için ve tüm Euclides kuantum kütleçekim programı için gerçek bir test oluşturacaktır.

21 Connected, (Ç.N.).




**Şekil 5.3** Σ yüzeyi, kompakt, basit-bağlı *M* manifoldu'nu, *M*$^+$ ve *M*$^-$ gibi iki parçaya böler.




**Şekil 5.4** Dalga fonksiyonu, *M*$^+$ üzerinde alınan bir yol integrali ile verilir.

Sınır olmaması teklifini öngörü yapmakta kullanmak için, evrenin bir zamandaki durumunu belirtebilen bir kavram önermek yararlı olacaktır. Uzayzaman manifoldu *M*'nin içine yatırılmış, $h_{ij}$ indüklenmiş metriği ile, üç boyutlu bir Σ manifoldu içermesi ihtimalini dikkate alalım. Bu, Σ üzerinde $h_{ij}$' yi indükleyen, *M*' deki bütün $g_{ab}$ metrikleri üzerinde alınan bir yol integrali ile verilir. Eğer *M*, kabul edeceğimiz gibi, basit bağlı ise, Σ yüzeyi *M*'yi *M*$^+$ ve *M*$^-$ gibi iki kısma böler (şek.5.3).

Σ üzerinde indüklenmiş $h_{ij}$ metriğinin olasılığı

$$= \int_{\substack{\Sigma \text{ de } h_{ij} \text{ indükliyen} \\ M \text{ deki metrikler}}} d[g]\, e^{-I} .$$

Bu durumda, Σ için $h_{ij}$ metriğinin ihtimali, çarpanlara ayrılabilir. Bu, sırayla, $M^+$ ve $M^-$ üzerindeki tüm metriklerde alınan yol integralleri ile verilen, $\Psi^+$ ve $\Psi^-$ gibi iki dalga fonksiyonunun çarpımıdır. Bunlar, S üzerinde, verilen $h_{ij}$ üç-metriğini indükler.

$h_{ij}$ nin olasılığı = $\Psi^+(h_{ij}) \times \Psi^-(h_{ij})$,
burada $\Psi^+(h_{ij}) = \int_{\substack{\Sigma \text{ de } h_{ij} \text{ indükliyen} \\ M^+ \text{ deki metrikler}}} d[g]\, e^{-I}$ .

Çoğu durumda, iki dalga fonksiyonu birbirine eşit olduğunda ben, ± üst indislerini yazmayacağım. Ψ'ya evrenin dalga fonksiyonu denir. Eğer $\phi$ madde alanları varsa, dalga fonksiyonu Σ üzerindeki $\phi_0$ değerlerine bağlıdır. Fakat bu açık olarak zamana bağlı değildir. Zira, kapalı bir evrende tercih edilen bir zaman koordinatı yoktur. Sınırsızlık teklifi, evrenin dalga fonksiyonunun, tek sınırı Σ yüzeyi olan, kompakt bir $M^+$ manifoldu üzerindeki alanlarda alınan bir yol integrali ile verileceğini içermektedir (şek.5.4). Yol integrali, Σ üzerindeki $h_{ij}$ metriğiyle ve $\phi_0$ madde alanları ile uyuşan, tüm metrikler ve $M^+$ üzerindeki madde alanları üzerinde alınmıştır.

Σ yüzeyinin yeri, Σ üzerinde üç $x_i$ koordinatına bağlı bir τ fonksiyonu tarafından verilir. Fakat, yol integrali tarafından tanımlanan dalga fonksiyonu, τ veya $x_i$ koordinatlarının seçimine bağlı değildir. Bu, Ψ dalga fonksiyonunun, dört fonksiyonel diferansiyel denklemi sağlaması gerektiğini ifade eder. Bunların üçüne, *momentum sınırlamaları* denir.

**Momentum Sınırlama Denklemleri**

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial h_{ij}}\right)_{;j} = 0$$

Bunlar dalga fonksiyonunun, $x_i$ koordinatlarının dönüşümü ile birbirinden elde edilebilen, her 3 farklı metriği $h_{ij}$ için aynı olmalıdır. Dördüncü denklem, *Wheeler-DeWitt denklemi* adını taşır.

**Wheeler-DeWitt denklemi**

$$\left( G_{ijkl} \frac{\partial^2}{\partial h_{ij} \partial h_{kl}} - h^{\frac{1}{2}} \, {}^3R \right) \Psi = 0$$

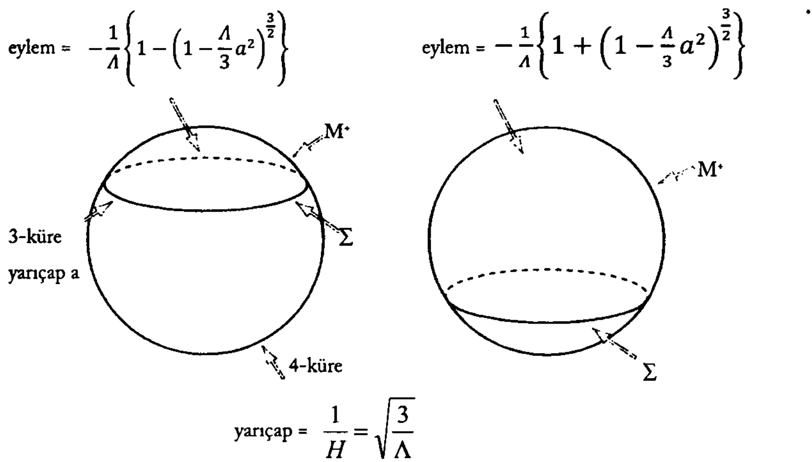
Bu, dalga fonksiyonunun, τ'dan bağımsız olmasına karşı gelir. Ona, evrenin Schrödinger denklemi olarak bakılabilir. Fakat, dalga fonksiyonu zamana açık olarak bağlı olmadığı için, zamana göre türev terimi bulunmamaktadır.

Evrenin dalga fonksiyonu hakkında tahminde bulunmak için, karadelikler için de yapıldığı gibi, yol integraline, *eyer noktası yaklaşımı* uygulanabilir. Alan denklemlerini sağlayan ve Σ sınırı üzerinde $h_{ij}$ metriğini indükleyen $M^+$ manifoldu üzerinde, bir $g_0$ Euclides metriği bulunur. Sonra, eylem, ardalan metriği $g_0$ etrafında bir kuvvet serisi ile açılır.

$$I[g] = I[g_0] + \frac{1}{2} \delta g \, I_2 \, \delta g + \ldots\ldots$$

Önceki gibi, tedirgemede doğrusal terim yok olur. Kuadratik terime, gravitonların ardalan üzerine katkısı ve daha yüksek terimlere de, gravitonlar arasındaki etkileşmeler olarak bakılabilir. Ardalanın eğrilik yarıçapı, Planck ölçeğine göre büyük ise, bunlar ihmal edilebilir. Bu yüzden,

$$\Psi \approx \frac{1}{\sqrt{\det I_2}} e^{-I[g_0]}$$



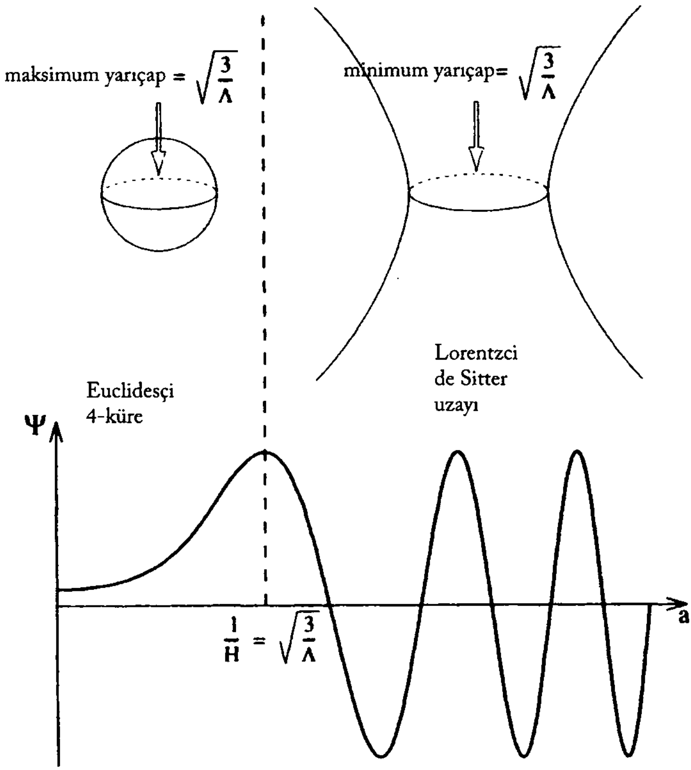

**Şekil 5.5** Σ ile sınırlı, olası iki M+ Euclides çözümü ve bunların eylemleri

Basit bir örnekle, dalga fonksiyonunun nasıl bir şey olduğu görülebilir. Madde alanlarının bulunmadığı, fakat pozitif bir $\Lambda$ kozmolojik sabitinin bulunduğu bir duruma bakalım. $\Sigma$ yüzeyini bir üç-küre olarak ve $h_{ij}$ metriğini, *a* yarıçaplı, yuvarlak üç-küre metriği olarak alalım. Öyleyse, $\Sigma$ ile çevrili $M^+$ manifoldunu, dört-top olarak alabiliriz. Alan denklemlerini sağlayan metrik, $1/H$ yarıçaplı, bir dört-küre'nin parçasıdır. Burada $H^2 = \Lambda/3$. Eylem ise şudur:

$$I = \frac{1}{16\pi}\int(R-2\Lambda)\sqrt{-g}\,d^4x + \frac{1}{8\pi}\int K(\pm h)^{\frac{1}{2}}\,d^3x$$

Yarıçapı $1/H$ dan küçük, bir $\Sigma$ üç-küresi için iki olası Euclides çözümü vardır: $M^+$ bir küreden ya küçüktür veya büyüktür (şek.5.5). Bununla beraber, bazı argümanlar, bir küreden küçük olan çözümü almamız gerektiğini göstermektedir.

Şekil (5.6), dalga fonksiyonuna, $g_0$ metriğinin eyleminden gelen katkıyı göstermektedir. $\Sigma$'nın yarıçapı, $1/H$ dan küçük olduğu zaman, dalga fonksiyonu, $exp(a^2)$ olarak, eksponansiyel şekilde artar. Fakat $a > 1/H$ ise, küçük *a* için bulunan sonuç analitik olarak uzatılarak çok hızla salınan bir dalga fonksiyonu bulunur.

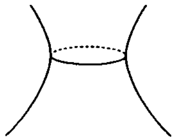



**Şekil 5.6** S yarıçapının fonksiyonu olarak dalga fonksiyonu

Bu dalga fonksiyonu şöyle yorumlanabilir. Bir Λ terimi ve maksimal simetri ile yazılan Einstein denklemlerinin gerçek zamandaki çözümü, de Sitter uzayıdır. Bu, beş-boyutlu Minkowski uzayına bir hiperboloid olarak yatırılabilir (bak. çerçeve 5.A). Buna, sonsuz büyüklükten minimum bir yarıçapa kadar büzülen ve sonra gene exponansiyel olarak büyüyen kapalı bir evren olarak bakılabilir. Metrik, ölçek faktörü cosh$Ht$ olan, bir Friedmann evreni şeklinde yazılabilir. Eğer $\tau = it$ konursa, cosh terimi cos şekline dönüşerek, $1/H$ yarıçaplı bir dört-küre üzerinde Euclides metriği bulunur (bak. çerçeve 5.B). Böylece, üç metrik $h_{ij}$ ile eksponansiyel olarak değişen bir dalga fonksiyonunun, sanal zamanlı bir Euclides metriğine karşı geldiği fikri ortaya çıkar. Ancak, hızla salınan bir dalga fonksiyonu, bir gerçek zamanlı Lorentz metriğine karşı gelir.

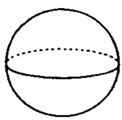
**Çerçeve 5.A. Lorentz-de Sitter Metriği**

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{1}{H^2}\cosh^2 Ht\left[dr^2 + \sin^2 r(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right]$$



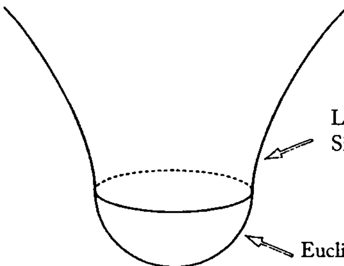
**Çerçeve 5.B. Euclides Metriği**

$$ds^2 = d\tau^2 + \frac{1}{H^2}\cos^2 H\tau\left[dr^2 + \sin^2 r(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right]$$



Karadeliklerin çift yaratılmaları durumunda olduğu gibi, eksponansiyel genişleyen bir evrenin aniden yaratıldığı açıklanabilir. Bunun için, Euclides dört-küresinin alt kısmı ile, Lorentz hiperboloidinin üst kısmı birleştirilir (Şek.5.7). Karadelik çifti yaratılmasında olduğunun tersine, de Sitter evreninin, daha önce var olan bir uzayın alan enerjisinden yaratıldığı söylenemez. Onun yerine, tam ifadesiyle, hiçlikten yaratılmıştır: Sadece boşluktan değil, fakat mutlak olarak hiçlikten! Zira evren dışında hiçbir şey bulunmamaktadır. Euclides bölgesinde, de-Sitter evreni, Dünyanın yüzeyi gibi, fakat iki boyut fazla olan, kapalı bir yüzeydir. Eğer kozmolojik sabit Planck değerine göre küçükse, Euclides dört-küresinin eğriliği küçük olmalıdır. Buna göre, *eyer noktası yöntemi,* yol integraline iyi bir yaklaşım verecek ve evrenin dalga fonksiyonu için hesaplarımız, eğriliklerin çok büyük olduğu yerlerde ne olduğu hakkındaki cehaletimizden etkilenmeyecektir.

Alan denklemleri, sınır metriği, tam olarak yuvarlak üç-küre metriği olmayan hallerde de çözülebilir. Eğer üç-kürenin yarıçapı $1/H$ dan küçükse, çözüm, reel bir Euclides metriğidir. Eylem de reel olacak ve dalga fonksiyonu, aynı hacimdeki yuvarlak üç-küre ile karşılaştırılırsa, eksponansiyel olarak sönümlenecektir. Eğer üç-kürenin yarıçapı, bu kritik yarıçaptan büyükse, iki tane karmaşık eşlenik çözüm vardır ve $h_{ij}$ deki küçük değişikliklerle, dalga fonksiyonu hızla salınacaktır.



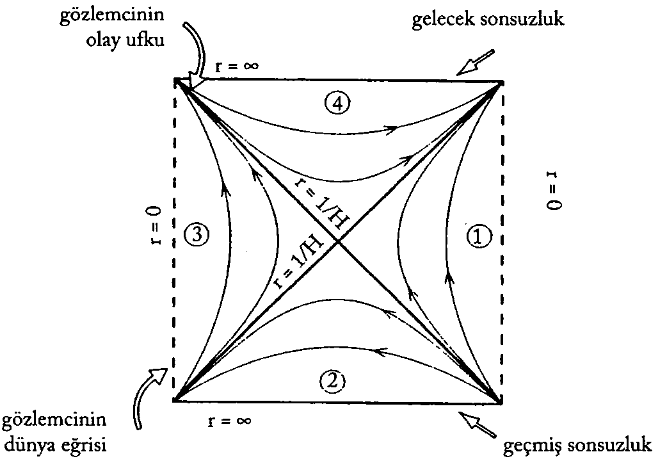

**Şekil 5.7** Genişleyen bir evren yaratan tünel olayının, bir Euclidesçi çözümünün yarısına, bir Lorentz çözümünün yarısının birleştirilerek açıklanması.

Kozmolojide yapılan herhangi bir ölçüm, dalga fonksiyonu aracılığıyla formüle edilebilir. Yani, *sınır olmaması teklifi,* kozmolojiyi bir bilim haline getiriyor. Zira, o herhangi bir ölçümün sonucunu önceden tahmin imkânı veriyor. Ele almış olduğumuz, madde alanları bulunmayan ve sadece bir kozmolojik sabite bağlı hal, içinde yaşadığımız evrene tam karşı gelmiyor. Bu, yine de yararlı bir örnek; zira bu hem oldukça açık şekilde çözebileceğimiz basit bir model ve hem de onun evrenin ilk zamanlarına benzediği anlaşılıyor.

Dalga fonksiyonundan tam anlaşılmıyorsa da, bir de Sitter evreni, oldukça karadeliğe benzeyen termal özelliklere sahiptir. Bunu, de Sitter metriğinin, Schwarzschild çözümüne oldukça benzeyen (bak. çerçeve 5.C) statik şeklini yazarak görebiliriz. Bir olay ufkuna karşı gelen, r =1/*H* deki görünüşteki tekilliği, Schwarzschild çözümünde olduğu gibi, bir koordinate dönüşümüyle yok edebiliriz. Bu, bir kare şeklindeki Carter-Penrose diyagramından görülebilir. Solda kesikli düşey çizgi, iki-kürenin yarıçapı r'nin sıfıra gittiği, küresel simetrinin merkezine karşı gelir. Küresel simetrinin diğer bir merkezi, sağdaki kesikli düşey çizgidir. Üstte ve alttaki yatay çizgiler, bu durumda uzaysal olan, geçmiş ve gelecek sonsuzlukları temsil etmektedir. Üst soldan alt sağ tarafa giden köşegen doğru sol-ae simetri merkezindeki bir gözlemciningeçmişinin sınırıdır. Böylece, buna onun olay ufku denebilir. Bununla birlikte, dünya çizgisi gelecek sonsuzda farklı bir noktaya varan gözlemcinin, farklı bir ufuk çizgisi olacaktır. Yani, de Sitter uzayında olay ufukları şahsi bir meseledir.

**Çerçeve 5.C. de Sitter Metriğinin Statik Şekli**

$$ds^2 = -\left(1 - H^2 r^2\right)dt^2 + \left(1 - H^2 r^2\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)$$



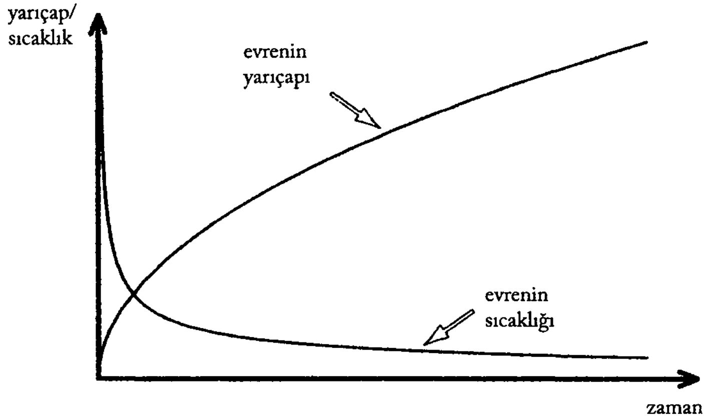
Eğer $\tau$ = it koyarak, de Sitter metriğinin statik şekline geçilirse, bir Euclides metriği bulunur. Bunda ufuk üzerinde bir görünüşte tekillik vardır. Ancak, yeni bir radyal koordinat tanımlayarak ve t'nun periyodunu $2\pi/H$ alarak, düzgün bir Euclides metriği elde edilir; bu bir dört-küredir. Sanal zaman koordinatı periyodik olduğu için, de Sitter uzayı ve içindeki bütün kuantum alanları, sanki $H/2\pi$ sıcaklığında imiş gibi davranırlar. Göreceğimiz gibi, bu sıcaklığın sonuçlarını, ardalandaki mikrodalga dalgalanmalarında gözleyebiliriz. Euclides-de Sitter çözümünün eylemi için de, karadelik durumundakine benzer argümanlar kullanabiliriz. Onun, $\pi/H^2$ değerine sahip yapısal[22] bir entropisi olduğu bulunur. Bu değer, olay ufkunun alanının dörtte biridir. Bu entropi, gene topolojik bir nedenden ötürü ortaya çıkmaktadır: dört-kürenin Euler sayısı ikidir. Yani, Euclides-de Sitter uzayında, bir global zaman koordinatı olamaz. Bu kozmolojik entropiyi, bir gözlemcinin kendi ufkunun ötesi hakkında bilgisinin olmadığını yansıttığı, şeklinde yorumlayabiliriz.

Euclides metriği $2\pi/H$ periyodu ile periyodik

$$\Rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Sıcaklık} = H/2\pi \\ \text{Olay ufkunun alanı} = 4\pi/H^2 \\ \text{Entropi} = \pi/H^2 \end{array} \right.$$

De Sitter uzayı, içinde yaşadığımız evren için iyi bir model değildir, zira boş olduğu gibi exponansiyel genişlemektedir. Gözlemlerimize göre, evren madde içermektedir ve mikrodalga ardalanından ve hafif elemanların miktarından çıkardığımıza göre, geçmişte çok daha sıcak ve yoğun idi. Gözlemlerimizle uyumlu en basit şemaya "sıcak büyük patlama" modeli diyoruz (şek. 5.8).

22 Intrinsic (Ç.N.).




**Şekil 5.8** Sıcak büyük patlama modelinde, zamanın fonksiyonu olarak evrenin yarıçapı ve sıcaklığı

Bu senaryoda, evren, sonsuz sıcaklıkta ve ışınım dolu bir tekillikte başlar. Genişlerken, ışınım soğur ve yoğunluk aşağıya iner. Zamanla, ışınımın enerji yoğunluğu, göreli olmayan maddeninkinden daha aşağıya iner ve genişleme, maddenin ağır bastığı bir şekil alır. Fakat, ışınım kalıntısını, mutlak sıfırdan 3 K yukarıda, bir mikrodalga ardalan ışınımı şeklinde hâlâ gözlüyoruz.

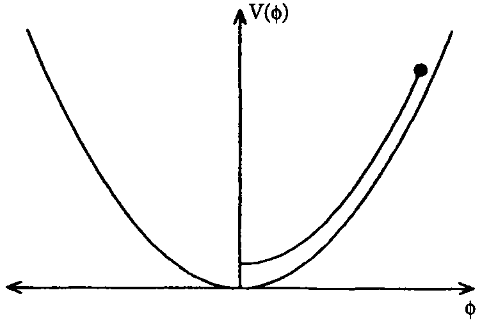
Sıcak büyük patlama modelinin güçlüğü, başlangıç koşulları hakkında bir kuramı olmayan bütün kozmolojilerin ortak güçlüğüdür: Onun öngörü yapma kabiliyeti yoktur. Genel Görelilik tekillikte geçerliliğini kaybettiği için, büyük patlamadan her şey çıkarılabilir. Örneğin; niye büyük ölçekte evren böyle homojen ve izotrop da, niçin galaksi ve yıldızlar gibi yerel düzensizlikler var? Evren, sonsuz genişleme ile tekrar çökme arasındaki ayrım çizgisine niçin böylesine yakın? Bu çizgiye bugün bizim olduğumuz kadar yakın olmak için, başlangıçta genişleme oranı fevkalade hassas bir şekilde seçilmiş olmalı. Eğer büyük patlamadan bir saniye sonra, genişleme oranı, $10^{10}$ da bir kadar küçük olsaydı, evren birkaç milyon yıl sonra tekrar geriye çökmüş olurdu. Bu eğer $10^{10}$ da bir kadar büyük olsaydı, evren birkaç milyon yıl sonra, neredeyse boş kalırdı. Her iki halde de, yaşamın ortaya çıkması için süre yetmeyecekti. Bu nedenle, ya antropik prensibe başvurmak veya evrenin niye böyle olduğu hakkında bazı fiziksel nedenler bulmak zorundayız.

**Sıcak büyük patlama modeli şunları açıklamaz:**

1. Evren yaklaşık olarak, homojen ve izotropiktir. Fakat küçük tedirgemeler var.
2. Evren, tekrar çökmeyi önleyecek kadar, hemen tam kritik hızla genişlemektedir.

Bazıları, *enflasyon* denilen şeyin, başlangıç koşulları kuramını gereksiz kıldığını savunmaktadırlar. Buna göre, evren, büyük patlamada hemen herhalde başlayabilirdi. Evrenin koşulları uygun olan yerlerinde, enflasyon denilen bir eksponansiyel genişleme evresi bulunmaktadır. Bu, yalnız o bölgenin büyüklüğünü $10^{30}$ veya daha fazla kere arttırmakla kalmayacak, o bölgeyi homojen ve izotrop halde ve tekrar çökmeyi önleyecek kritik hızla genişlemekte bırakacaktır. İddiaya göre, yaşam ancak enflasyon olan bölgelerde gelişmiştir. Bu nedenle, kendi bölgemizin homojen, izotrop ve kritik hızla genişlemekte olmasına şaşırmamalıyız.

Fakat, evrenin şimdiki halini enflasyon tek başına açıklayamaz. Bunu, evrenin şimdiki halini alıp, zamanda geriye doğru giderek görebiliriz. Yeter madde miktarı varsa, tekillik teoremleri, geçmişte bir tekillik olduğunu gösterecektir. Büyük patlamadaki evrenin başlangıç koşullarını, bu modelin başlangıç koşulları olarak seçebiliriz. Bu şekilde, büyük patlamadaki keyfi başlangıç koşullarının, şimdi geçerli olacak herhangi bir duruma götürebileceğini gösterebiliriz. Hatta, çoğu başlangıç koşullarının, bugün gördüğümüze benzer bir duruma getireceğini iddia edemeyiz: Hem bizimki gibi bir evrene götürecek başlangıç koşullarının ve hem de götürmeyecek olanların doğal ölçüsü sonsuzdur. Bu nedenle, birinin ötekinden daha büyük olduğu iddia edilemez.




**Şekil 5.9** Kütlesel bir skalar alanın potansiyeli

Öte yandan, kozmolojik sabiti olup da, içinde madde alanları olmayan kütleçekim halinde, gördük ki, sınır olmaması koşulu kuantum kuramı limitleri dahilinde öngörülebilen bir evrene götürebiliyor. Bu özel model, madde dolu olan ve sıfır veya çok küçük bir kozmolojik sabite sahip, içinde yaşadığımız evreni açıklamıyor. Ama kozmolojik sabiti atarak ve madde alanlarını katarak daha gerçekçi bir model, bulabiliriz. Özellikle, $V(\phi)$ potansiyeline sahip skalar bir $\phi$ alanına ihtiyaç var. V 'nin $\phi = 0$ için minimum değer aldığını kabul edeceğim. Basit bir örnek, $V = ½\, m^2 \phi^2$ kütlesel skalar alanıdır (şek.5.9).

**Skalar bir Alanın Enerji-Momentum Tensörü**

$$T_{ab} = \phi_{.a}\phi_{.b} - \frac{1}{2} g_{ab}\phi_{.c}\phi^{.c} - g_{ab}V(\phi)$$

Enerji-momentum tensöründen görülebilir ki, $\phi$ 'nin gradyenti küçükse, $V(\phi)$, etkin bir kozmolojik sabitmiş gibi davranır.

Şimdi, dalga fonksiyonu, $\phi$ nin $\Sigma$ üzerindeki değeri $\phi_0$'a olduğu kadar, indüklenmiş metrik hij ye de bağlı olacaktır. Alan denklemleri, yuvarlak üç-küre metriklerinin küçük ve $\phi_n$' nin büyük değerleri için çözülebilir. O sınır kullanılırsa, bulunacak çözüm, yaklaşık olarak, bir dört-kürenin ve sabite yakın bir $\phi$ alanının parçasıdır. Bu şekilde, $V(\phi_0)$ kozmolojik sabitin rolünü oynayarak, durum de Sitter'dekine benzemektedir. Eğer üç-kürenin yarıçapı *a*, Euclides dört-küresininkinden biraz daha büyükse, iki tane karmaşık eşlenik çözüm olacaktır. Bunlar, Euclides dört-küresinin, yaklaşık olarak sabit $\phi$ veren bir Lorentz-de Sitter çözümüne birleştirilmesine benzer olacaktır. Bu nedenle, sınır bulunmaması önerisi, bu modelde, de Sitter halinde de, exponansiyel olarak genişleyen bir evrenin aniden yaratılacağını öngörmektedir.

Şimdi bu modelin nasıl evrim göstereceğine bakılabilir. De Sitter halindekinin aksine, bu devamlı bir şekilde eksponansiyel olarak genişlemeyecektir. Skalar alan, V potansiyelinin tepesinden aşağıya, $\phi = 0$ daki minimuma inecektir. Fakat, eğer $\phi$ 'nin başlangıç değeri Planck değerinden daha büyükse, aşağıya inme, genişleme zaman ölçeğine göre daha yavaş olacaktır. Böylece, evren büyük bir faktörle yaklaşık eksponansiyel olarak genişleyecektir. Skalar alan, bir, mertebesine indiği zaman, $\phi = 0$ civarında salınıma başlayacaktır. Bir çok V potansiyeli için, salınım, genişleme zamanına göre çabuk olacaktır. Genellikle, bu skalar alanın salınımlarındaki enerjinin, diğer parçacık çiftlerine dönüşeceği ve evreni ısıtacağı kabul edilir. Ancak bu, *zaman oku* diyeceğimiz, zamanın ilerleme yönü hakkında yapılacak kabule bağlıdır. Buna yakında geri geleceğim.

Büyük bir faktörle oluşan eksponansiyel genişleme, evreni neredeyse kritik genişleme hızı ile bırakırdı. Yani, sınır olmaması önerisi, şimdi evrenin kritik genişleme hızına niçin bu kadar yakın olduğunu açıklayabilir. Bunun evrenin homojenliği ve izotropluğu için ne öngördüğünü anlamak için, yuvarlak üç-küre metriğinin tedirgemesi olan, üç $h_{ij}$ metriklerinin ele alınması gerekir. Bunlar küresel harmonikler cinsinden seriye açılabilir. Üç cins bulunur. Skalar harmonikler, vektörel harmonikler ve tensörel harmonikler. Vektör harmonikler, ardışık üç-küreler üzerindeki $x_i$ koordinatlarının değişimlerine karşı gelir ve dinamik bir rol oynamaz.. Tensör harmonikler, genişleyen evrendeki kütleçekimsel dalgalara karşı gelir; skalar harmonikler ise, kısmen koordinate serbestliğine ve kısmen de yoğunluk tedirgemelerine karşı gelirler.

Tensör harmonikler – Kütleçekimsel dalgalar

Vektör harmonikler – Ayar

Skalar harmonikler – Yoğunluk tedirgemeleri.

Dalga fonksiyonu $\Psi$, *a* yarıçaplı, yuvarlak üç-küre metriğinin dalga fonksiyonu $\Psi_0$ ile, harmoniklerin katsayılarının dalga fonksiyonlarının çarpımıdır:

$$\Psi\left[h_{ij},\phi_0\right]=\Psi_0(a,\bar{\phi})\Psi_a(a_n)\Psi_b(b_n)\Psi_c(c_n)\Psi_d(d_n)$$

Sonra, dalga fonksiyonu için yazılan Wheeler-DeWitt denklemini, a yarıçapının ve ortalama skalar alan $\phi$'nin her mertebesinde, fakat ancak birinci mertebe tedirgemeler için, seriye açalım. Bundan, tedirgeme dalga fonksiyonunun, ardalan metriğinin zaman koordinatına göre, değişme oranını veren, bir dizi Schrödinger denklemleri elde ederiz.

**Schrödinger Denklemleri**

$$i\frac{\partial\Psi(d_n)}{\partial t}=\frac{1}{2a^3}\left(-\frac{\partial^2}{\partial d_n{}^2}+n^2d_n{}^2a^4\right)\Psi(d_n), \quad v.b.$$

Sınır olmaması koşulunu, tedirgeme dalga fonksiyonunun başlangıç koşullarını bulmak için kullanabiliriz. Alan denklemleri, küçük, fakat hafifçe şekli bozulmuş bir üç-küre için çözülür. Bu tedirgeme dalga fonksiyonunu exponansiyel genişleme evresinde verir. Sonra da, Schrödinger denklemi kullanılarak bunun evrimi bulunur.

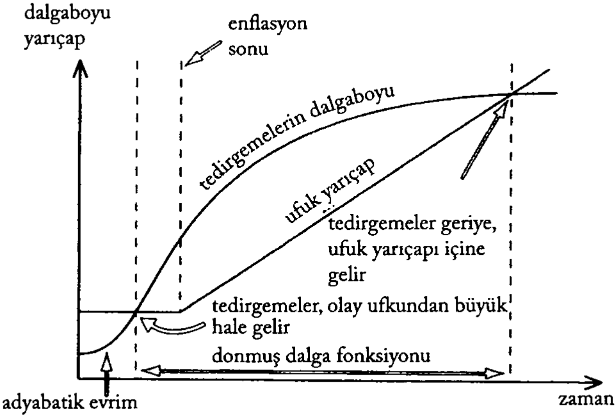
Kütleçekimsel dalgalara karşı gelen tensör harmonikleri ele alınabileceklerin en basitidir. Bunların ayar serbestlik dereceleri yoktur ve bunlar madde tedirgemeleri ile etkileşmezler. Tedirgemeli metriğin tensör harmoniklerinin $d_n$ katsayılarının dalga fönksiyonlarını çözmek için, sınır olmaması koşulu kullanılabilir.

**Taban Durum**

$$\Psi(d_n) \propto e^{-\frac{1}{2}na^2d_n^2} = e^{-\frac{1}{2}\omega x^2}$$

burada $x = a^{3/2} d_n$ ve $\omega = n/a$

Bunun, kütleçekimsel dalgaların frekansındaki bir harmonik salınıcının, taban durum dalga fonksiyonu olduğu bulunur. Evren genişlerken, frekans azlacaktır. Frekans genişleme hızı, $\dot{a} / a$ den büyük iken, Schrödinger denklemi, dalga fonksiyonunun adyabatik olarak relaksasyonuna müsaade eder ve mod taban durumunda kalır. Nihayet, frekans, eksponansiyel genişleme devresinde yaklaşık sabit kalan genişleme hızının arkasında kalır. Bu olunca, Schrödinger denklemi, dalga fonksiyonunu frekans değişirken taban durumunda kalacak kadar yeter derecede hızlı değiştiremez. Onun yerine, şekli, frekansın genişleme hızının altına düştüğü andan itibaren donar (değişmez).




**Şekil 5.10** Enflasyonda zamanın foksiyonu olarak, dalgaboyu ve ufuk.

Eksponansiyel genişleme döneminin sonundan itibaren, genişleme hızı, modun frekansından daha hızlı düşer. Diğer bir ifadeyle, bir gözlemcinin olay ufku, genişleme hızının tersi, modun dalgaboyundan daha hızlı artar. Böylece, dalgaboyu, enflasyon periyodunda, ufuktan daha uzun olur ve daha sonra ufuk içine döner (şek.5.10). Bu sırada, dalga fonksiyonu hâlâ donduğu zamanki değerine eşittir. Frekans ise çok daha alçak olacaktır. Dalga fonksiyonu bu yüzden, donduğu zamanki taban duruma değil, oldukça uyarılmış bir duruma tekabül eder. Kütleçekim dalgası modlarının bu kuantum uyarılmaları, mikrodalga ardalanında genliği dalga fonksiyonu donduğu zamandaki genişleme hızına (Planck birimleriyle) eşit olan açısal dalgalanmalar oluşturur. Bundan dolayı, (COBE) ile mikrodalga ardalanında, $10^5$ 'de bir oranında dalgalanmaların gözlenmesi, dalga fonksiyonunun donduğu zamandaki enerji yoğunluğu üzerine Planck birimleriyle $10^{-10}$ luk bir üst sınır kor. Kullandığım yaklaşıklıkların geçerli olması için bu yeter derecede küçüktür.

Ancak, kütleçekimsel dalga tensörünün harmonikleri, donma zamanındaki yoğunluk üzerinde bir üst limit verir. Bunun nedeni, skalar harmoniklerin mikrodalga ardalanı üzerinde daha büyük bir dalgalanma vermeleridir. Üç metrik $h_{ij}$ de iki ve skalar alanda da bir skalar harmonik serbestlik derecesi vardır. Ancak, bu skalar derecelerin iki tanesi koordinate serbestliğine karşı gelir. Böylece, sadece bir fiziksel serbestlik derecesi vardır ve bu yoğunluk tedirgemelerine karşı gelir.

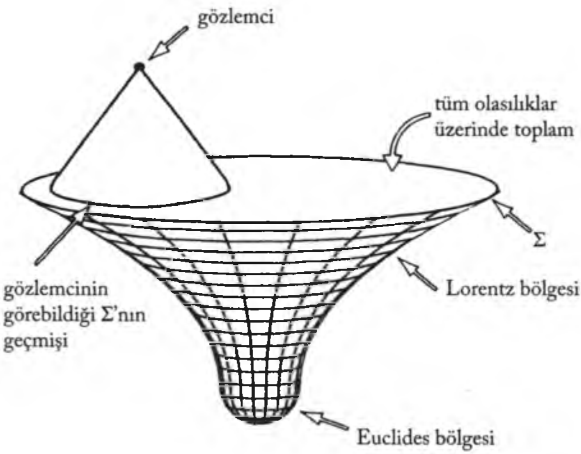
Eğer dalga fonksiyonunun donmasına kadar geçen süre için bir koordinat, sonrası için de başka bir seçim kullanılırsa, skalar tedirgemelerin analizi, tensör harmoniklerinkine çok benzerdir. Bir koordinate sisteminden diğerine geçilirken, genlikler, genişleme hızı bölü $\phi$ nin ortalama değişme hızı gibi bir faktörle çarpılır. Bu faktör, potansiyelin eğimine bağlıdır. Fakat makul potansiyeller için en aşağı on olacaktır. Bu demektir ki, yoğunluk tedirgemelerinin neden olduğu ardalandaki mikrodalga dalgalanmaları, kütleçekim dalgalarınınkinden en aşağı on kere büyük olacaktır. Yani, dalga fonksiyonu donduğunda, enerji yoğunluğunun üst limiti, Planck yoğunluğunun sadece $10^{-12}$ sidir. Bu, kullanmakta olduğum yaklaşımların geçerlilik sınırları içindedir. Bu nedenle, evrenin başlangıcı için dahi sicim kuramına ihtiyacımız yoktur.

Şimdiki gözlemlerin duyarlılığı içinde, açısal ölçekli dalgalanmaların spektrumunun, hemen hemen ölçekden bağımsız olması öngörüsü ile uyum içindedir. Yoğunluk tedirgemelerinin büyüklüğü, tam galaksi ve yıldızların oluşumunu açıklamağa gereken şekildedir. Böylece, sınır olmaması koşulu, biz insanlar gibi küçük homojenlik-olmayan madde dahil, evrenin bütün yapısını açıklayabilir.

| | | |
|---|---|---|
| COBE öngörüleri ve kütleçekimsel dalga tedirgemeleri | $\Rightarrow$ | enerji yoğunluğunun üst limiti $10^{-10}$ Planck yoğunluğu |
| ek olarak yoğunluk tedirgemeleri | $\Rightarrow$ | enerji yoğunluğunun üst limiti $10^{-12}$ Planck yoğunluğu |
| evrenin başlangıcındaki yapısal kütleçekimsel sıcaklık | $\approx$ | $10^{-6}$ Planck sıcaklığı $=10^{26}$ derece |

Mikrodalga ardalanındaki tedirgemelerin, $\phi$ skalar alanındaki termal dalgalanmalardan kaynaklandığı düşünülebilir. Enflasyon periyodunun sıcaklığı, $2\pi$ yi aşan bir genişleme hızının sıcaklığıdır. Diğer bir deyişle, başlangıçtan kalan bir küçük karadelik bulmak gerekmiyor: Zaten $10^{26}$ derecelik bir yapısal kütleçekim sıcaklığı, yani, Planck sıcaklığının $10^{-6}$ sını gözlemiş bulunuyoruz.

Kozmolojik olay ufku ile ilgili yapısal entropiye gelirsek; bunu gözleyebilir miyiz? Sanırım evet ve bu, galaksi veya yıldız gibi nesnelerin, ortaya kuantum dalgalanmalarından çıkmış olsalar bile, klasik cisimler olduğu gerçeğini yansıtır. Eğer evrene, belirli bir zamanda onun tümünü kapsayan, uzaysal $\Sigma$ yüzeyinden bakılırsa, evren $\Psi$ dalga fonksiyonu ile belirlenen tek bir kuantum durumundadır. Ancak biz, Σ'nın yarısından fazlasını göremeyiz ve geçmiş ışık konimizin dışında evrenin nasıl olduğu tamamen bilgimiz dışında kalır. Bu demektir ki, gözlemlerimizin ihtimalini hesaplarken, Σ'nın göremediğimiz kısmındaki bütün ihtimalleri toplamalıyız (şek.5.11). Toplamanın etkisi, gözleyebildiğimiz evreni tek bir kuantum durumundan çıkarıp, *karışım durumu* dediğimiz, farklı olasılıkların bir istatistiksel topluluğu[23] haline getirmesidir. Tutarsızlık, adı verilen bu hal, sistem kuantum değil de klasik tarzda davranacak ise, gereklidir. Tutarsızlığı, çoğu kere, bir dış sistemle, örneğin ölçülmeyen bir ısı banyosu ile, etkileşmeler aracılığıyla hesaba katmağa çalışırlar. Evren durumunda, bir dış sistem yoktur; fakat, evrenin klasik bir sistem gibi davrandığını gözlememizin nedeni, evrenin sadece bir kısmını görebilmemizdir.



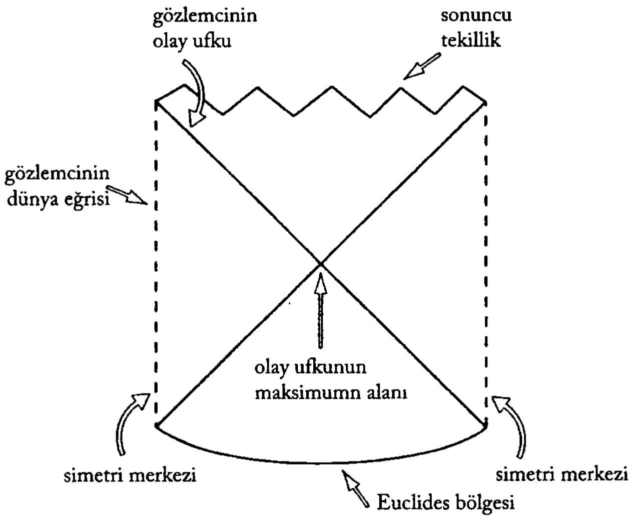

**Şekil 5.11** Bir gözlemci herhangi bir yüzeyin ancak bir kısmını görebilir.

İlerdeki zamanlarda bütün evreni görebileceğimiz ve olay ufkunun kaybolacağı düşünülebilirse de, bu doğru değildir. Sınır olmaması hipo-

23 Statistical ensemble (Ç.N.).

tezi, evrenin uzaysal olarak kapalı olduğunu içerir. Kapalı bir evren, bir gözlemci bütün evreni göremeden önce tekrar çöker. Böyle bir evrenin entropisinin, maksimum genişleme zamanında, olay ufkunun alanının dörtte birine eşit olduğunu göstermeğe çalıştım (şek.5.12). Ancak, şu anda, 1/4 yerine 3/16 buluyorum. Kuşkusuz, ya yanlış bir yoldayım veya bir şeyi unutuyorum.

Bu konuşmayı, Rogerle çok farklı düşündüğümüz bir konuyla, zaman oku ile bitirmek istiyorum. Evrenin bizim bulunduğumuz bölgesinde, zamanda ileri ve geri yönler konusunda, aradaki farkı görmek için bir filmi ileri ve geri oynatmak yeter. Bardaklar masadan düşerek kırılacakları yerde, parçaları birbirine yapışacak ve bardak tekrar masanın üzerine sıçrayacaktır. Keşke gerçek hayat böyle olsaydı.

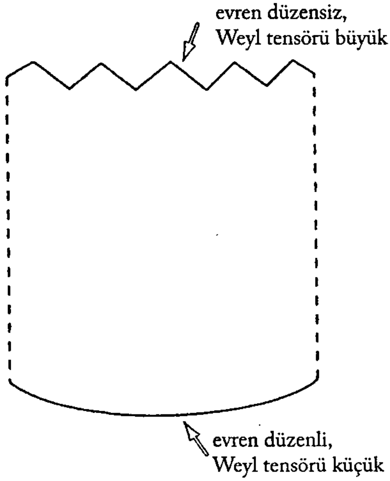



**Şekil 5.12** Evren, bir gözlemci onun tamamım göremeden önce, sondaki tekilliğe çökecektir.

Fiziksel alanların uyduğu yerel yasalar zamana göre simetriktir; veyahut daha doğru olarak, CPT değişmezidir. Böylece, geçmiş ve gelecek arasında gözlenen fark, evrenin sınır koşullarından gelmelidir. Evrenin uzaysal olarak kapalı olduğunu, bir maksimum büyüklüğe kadar genişleyeceğini ve sonra tekrar çökeceğini varsayalım. Roger'in vurguladığı gibi, evren bu tarihin iki ucunda çok farklı olacaktır. Evrenin başlangıcı dediğimiz şey için, evrenin, çok düzgün ve düzenli olduğu görülüyor. Ancak, tekrar çöktüğü zaman, onun çok karışık ve düzensiz olacağını bekleriz. Düzenli olanlardan daha çok düzensiz şekiller olduğu için, başlangıç şekillerinin son derecede hassas olarak seçilmesi gerekir.

Bu nedenlerle, zamanın iki ucunda farklı sınır koşulları mevcut olmalı. Roger'in önerisine göre, Weyl tensörü, zamanın bir ucunda geçerli olmalı fakat diğerinde değil. Weyl tensörü, uzayzaman eğriliğinin Einstein denklemleri aracılığı ile madde tarafından yerel olarak belirlenmeyen kısmıdır. Bu, düzenli erken dönemlerde küçük olmuş olmalıdır. Fakat çöken evrende büyük olacaktır. Böylece, bu öneri, zamanın iki ucunu birbirinden ayıracak, ve böylece zaman okunu açıklayabilecektir (şekil 5.13).

Zannederim Roger'in önerisi, kelimenin birden fazla manasıyla, Weyl tipi. Öncelikle önerisi CPT değişmez değil. Roger bunu, bir fazilet olarak görüyor. Fakat, düşünüyorum ki, onlardan vaz geçmek için mecbur edici nedenler olmazsa, simetriler üzerinde ısrarlı olunmalı. İddia edeceğim gibi, CPT den vaz geçmek gerekmiyor. İkinci olarak, eğer Weyl tensörü, erken evrende tam sıfır olsaydı, o tam olarak homojen ve izotrop olmuş ve hep böyle kalmış olurdu. Roger'in Weyl hipotezi, ne ardalandaki dalgalanmaları, ne de, galaksiler ve bizler gibi cisimlere yol açan tedirgemeleri açıklayabilir.




**Şekil 5.13** Evrenin iki ucunu ayırdetmek amacına yönelik, Weyl tensörü hipotezi

**Weyl Tensörü Hipotezine İtirazlar**

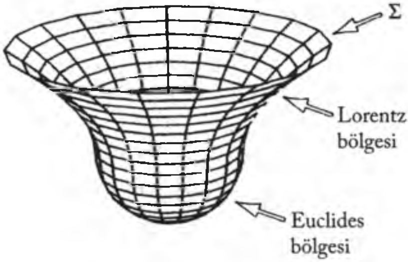
1. CPT değişmez değil.
2. Weyl tensörü tam olarak sıfır olmuş olamaz. Küçük dalgalanmaları açıklayamaz.

Bütün bunlara rağmen, sanırım Roger, zamanın iki ucu arasındaki önemli farka parmak basmış bulunuyor. Fakat, Weyl tensörünün bir uçta küçük olduğu, ad hoc bir sınır koşulu olarak koşulmamalı ve bu daha temel bir ilkeden, yani sınır olmaması koşulundan çıkarılmalıdır. Gördüğümüz gibi, bu, birleştirilmiş Euclides dört-küresiyle yarım Lorentz-de Sitter çözümü etrafındaki tedirgemelerin taban durumunda olmaları manasına gelir. Yani, bunlar, belirsizlik ilkesi gereğince, olabildiklerince küçüktürler. O zaman bu, Roger'in Weyl tensörü koşulunu ifade edecektir: Weyl tensörü tam olarak sıfır olmayacak, fakat olabildiğince ona yakın olacaktır.

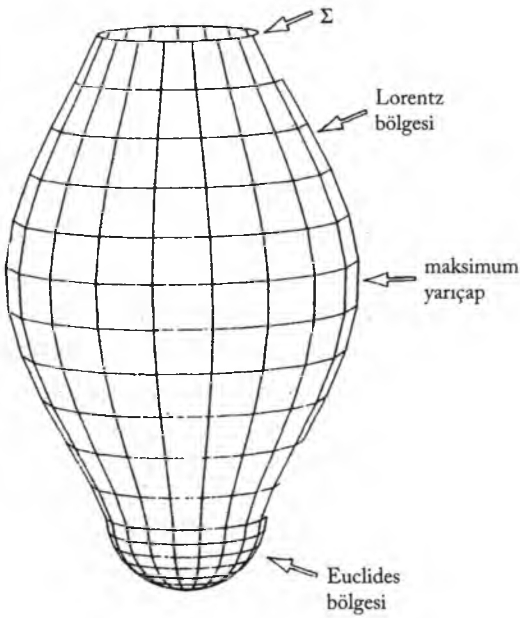
Önce ben, tedirgemelerin taban durumunda oldukları hakkındaki bu argümanların, genişleme-daralma çevriminin her iki ucunda geçerli olacağını düşünmüştüm. Evren, düzgün ve düzenli olarak başlayacak ve genişledikçe, gittikçe daha düzensiz ve karmaşık bir hale gelecekti. Fakat, düşünüyordum ki, tekrar küçüldükçe, tekrar düzgün ve düzenli hale geri dönecekti. Fincanlar kendiliğinden yapışacak ve masanın üzerine sıçrayacaktır. Evren tekrar küçülürken, insanlar gençleşecek, yaşlanmayacaktır. Gençliğimize dönmek için, evrenin tekrar çökmesini beklemenin manası yoktur; zira, bu çok uzun sürecektir. Fakat eğer, evren daralırken zaman oku yön değiştirirse, bu karadelikler içinde de gerçekleşebilmelidir. Ancak, yaşamı uzatmak için bir karadelik içine atlamağı tavsiye etmiyorum.

Evren tekrar daralmağa başladığı zaman, zaman okunun yön değiştireceğini iddia eden bir makale yazmıştım. Fakat, ondan sonra, Don Page ve Raymond Laflamme ile yaptığım konuşmalar, hayatımın en büyük yanlışını, veya hiç olmazsa fizikteki en büyük yanlışını, yapmış olduğuma beni ikna etti. Evren, çökerken düzgün bir duruma dönmeyecekti. Bunun manası, zaman okunun geriye dönmeyeceği idi. O genişlemede olduğu gibi, hep aynı yönü gösterecekti.

Zamanın iki ucu nasıl farklı olabilir? Tedirgemeler niçin bir uçta küçük olurken, ötekinde olmuyordu? Bunun nedeni, alan denklemlerinin, küçük bir, üç-küre sınırına uyan, iki olası karmaşık çözümünün olmasıdır. Bunların biri, daha önce açıkladığım gibi, yaklaşık olarak Lorentz-de Sitter çözümünün küçük bir kısmına birleştirilmiş yarım Euclides dörtküresidir (şek.5.14). Diğer mümkün bir çözüm, çok büyük bir yarıçapa genişleyen ve sonra verilen sınırın yarıçapına küçülen bir Lorentz çözümünün, aynı yarım Euclides dört-küresiyle birleştirilmesidir (şek.5.15). Doğaldır ki, bir çözüm, zamanın bir ucuna, diğeri ise, öteki uca karşı gelmektedir. İki uç arasındaki fark, üç-metrik $h_{ij}$' nin tedirgemelerinin, sadece kısa bir Lorentz periyoduna sahip birinci çözüm için kuvvetle sönümlenmesinden kaynaklanmaktadır. Ancak, genişleyen ve tekrar daralan çözüm durumunda, tedirgemeler, önemli bir sönümleme olmadan çok büyük değerlere ulaşabilir.




**Şekil 5.14** Küçük bir Lorentz bölgesine, yarım bir Euclides dört-küresinin birleştirilmesi




**Şekil 5.15** Maksimum yarıçapa kadar genişleyen ve tekrar küçülen bir Lorentz bölgesine, yarım bir Euclides dört-küresinin birleştirilmesi

Roger'in işaret ettiği, zamanın iki ucu arasında farkı oluşturan budur. Bir uçta, evren çok düzgün ve Weyl tensörü de çok küçük, ama, tam sıfır değildi. Zira, sıfır olması, belirsizlik ilkesinin çiğnenmesi anlamına gelir. Onun yerine, daha sonra galaksiler ve bizler gibi cisimler şekline büyüyen küçük tedirgemeler bulunur. Buna zıt olarak, evren, zamanın diğer ucunda, tipik olarak gayet büyük bir Weyl tensörü ile gayet kaotik ve düzensiz olacaktı. Zaman okunun yönünü, niye fincanların masadan düşüp kırıldığını, ama tersine, kırık fincan parçalarının birleştikten sonra, sağlam olarak masa üzerine sıçramadığını açıklayan da budur.

Zaman okunun yönü değişmeyeceğine - ve zamanımı aştığıma - göre, konuşmama bir son vermem iyi olur. Uzay ve zaman ile ilgili araştırmalarımda öğrendiğim, çok dikkate değer iki şeyin altını çizmiş oldum: (1) kütleçekim, uzayzamanı, bir başlangıcı ve bir de sonu olacak şekilde kıvırır; (2) kütleçekim ve termodinamik arasında derin bir bağlantı vardır. Bu, kütleçekimin, üzerine etki yapacağı manifoldun topolojisini belirlemesindendir.

Uzayzamanın pozitif eğriliği, üzerinde klasik genel göreliliğin geçerliliğini kaybettiği, tekillikler doğurur. Kozmik sansür hipotezi, bizi karadelik tekilliklerinden koruyabilir; fakat, büyük patlamayı, tam cepheden çıplak olarak görebiliriz. Öte yandan, kuantum genel göreliliği, ve onunla birlikte, sınır olmaması önerisi, gözlediğimize benzeyen bir evren öngörür. Hatta, bunun, mikrodalga ardalanında, gözlenen dalgalanma spektrumunu öngördüğü de anlaşılıyor. Ancak, kuantum kuramı, klasik kuramın kaybettiği öngörüyü tekrar sağlasa da, bunu tam olarak yapamaz. Çünkü, uzayzamanın tamamını karadelikler ve kozmolojik olay ufukları dolayısıyla göremeyeceğimiz için, gözlemlerimiz, tek bir durum yerine, bir kuantum durumları bütünü ile belirlenir. Bu ek bir öngörülememe getirse de, evrenin niye klasik göründüğünü de açıklayabilir. Schrödinger'in kedisini yarı canlı, yarı ölü olmaktan kurtaran da budur.

Fizikten öngörüyü kaldırmak ve onu, indirgenmiş şekilde, tekrar yerine koymak, başlı başına bir başarı hikâyesidir. Söyleyeceklerim bundan ibarettir.

6

# Uzayzamana, Tvistör[24] ile Bakış

*R. Penrose*

Konuşmama, Stephen'in son anlattıkları hakkında birkaç sözle başlamak istiyorum.

• **Kedilerin Klasikliği.** Stephen, uzayzamanın belirli bir bölgesi erişilemez olduğu için, yoğunluk matrisi tasvirine gitmek zorunda olduğumuzu söyledi. Ancak bu, bölgemizdeki gözlemlerin klasik doğasını açıklamak için yeterli değildir. |diri> bir kedi, veya |ölü> bir kedi bulmamıza karşı gelen yoğunluk matrisi,

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{diri}\rangle + |\text{ölü}\rangle)$$

ve

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|\text{diri}\rangle - |\text{ölü}\rangle)$$

24 Twistor, (Ç.N.).

Üst üste binmelerinin karışımını veren yoğunluk matrisinin aynısıdır. Böylece, bir kediyi, diri mi, yoksa ölü mü, veya bu iki üst üste binmeden hangisi şeklinde göreceğimizi, sadece yoğunluk matrisi belirlemez. Son konuşmamı bitirirken, daha fazla şeye ihtiyacımız olduğunu belirtmeğe çalışmıştım.

• **Weyl Eğriliği Hipotezi (WEH).** Stephen'in konumundan anladığım kadarıyla, bu noktada anlaşmazlığımızın çok büyük olduğunu sanmıyorum. Başlangıçtaki bir tekillik için Weyl eğriliği yaklaşık olarak sıfırken, sondakiler ise büyük bir Weyl eğriliğine sahiptir. Stephen, başlangıç durumunda küçük kuantum dalgalanmaları bulunacağına işaret ederek, başta Weyl eğriliğinin tam olarak sıfır olduğu hipotezinin makul olamayacağını söyledi. Bunun gerçek bir anlaşmazlık olduğunu sanmıyorum. Weyl eğriliğinin, başlangıçtaki tekillikte sıfır olması klasik bir öneridir ve hipotezin kesin ifadesi konusunda şüphesiz biraz esneklik de var. Benim açımdan, hele şüphesiz kuantum bölgesinde, küçük tedirgemeler kabul edilebilir. Sadece onu sıfıra çok yakın tutabilmek için bir şeye gereksinim var. Erken evrende, Ricci tensöründe de (madde dolayısıyla) termal titreşmeler olması beklenir. Belki de bunlar, Jeans kararsızlıkları yoluyla, sonunda $10^6$ $M_s$'lik karadeliklerin oluşmasına götürür. Bu karadeliklerdeki tekilliklerin yakınında Weyl eğriliği çok büyük olacaktır. Ancak bunlar, WEH'e uygun olarak, başlangıç-tipinde değil son-tipteki tekilliklerdir.

WEH'in "botanik"te olduğu gibi, yani açıklamayıp, görünüşü anlattığı konusunda, Stephen ile mutabıkım. Bunu açıklamak için onun altında yatan bir kurama ihtiyaç var. Belki de, Hartle ve Hawking'in, "sınır olmaması önerisi", (SOÖ)[25], başlangıç durumunun yapısı için iyi bir adaydır. Bununla beraber, son durum ile başa çıkabilmek için çok daha farklı bir şeye ihtiyacımız olduğunu düşünüyorum. Özellikle, tekilliklerin yapısını açıklayan bir kuramın, WEH doğasında bir şey ortaya çıkarabilmesi için, T, PT, CT ve CPT[26] 'yi çiğnemesi gerekir. Zaman-simetrisinin

25 Sınır-Olmaması-Önerisi (SOÖ) = No-Boundary-Proposal (NBP), (Ç.N.).
26 (T, PT, CT ve CPT)=(zaman, parite-zaman, yük-zaman, yük-parite-zaman)=(T, PT, CT and CPT), (Ç.N.).

bu bozuluşu, oldukça incelikli olabilir; bu, kuantum mekaniğinin (KM) ötesine geçecek bir kuramın kuralları arasında yer almış olmalıdır. Stephen, KAK'ın iyi bilinen bir teoremi dolayısıyla, kuramın, CPT değişmez olduğunu beklememiz gerektiğini iddia etti. Ancak, bu teoremin ispatı, KAK'ın normal kurallarının geçerli ve ardalanın düz olduğu kabulüne dayanır. Zannederim, Stephen de, ben de, ikinci koşulun geçerli olduğunu kabul etmiyoruz; ben ayrıca birinci kabulün de işlemediğine inanıyorum.

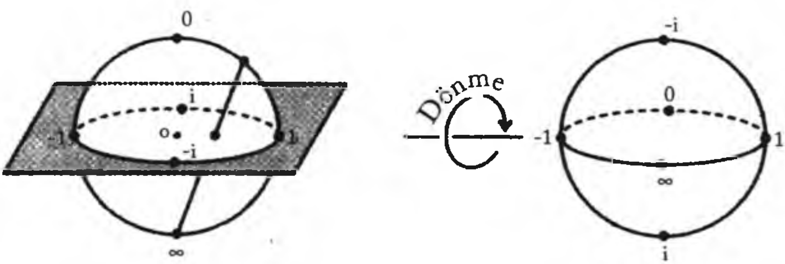
Ayrıca, Stephen'in SOÖ için teklif ettiği bakış açısı, hiç akdelik olmadığı manasına gelmez. Eğer Stephen'in düşüncesini doğru olarak anlıyorsam, SOÖ'nün ifade ettiği, esasında iki çözümün olduğudur: (A)'da tedirgemeler, tekillikten uzağa doğru büyür; (B)'de ise, bunlar azalarak yok olur. (A), esasında büyük patlamaya karşı gelirken, (B), karadelik tekilliklerine ve büyük çöküşe karşı gelir. Termodinamiğin ikinci yasası tarafından belirlenen zaman oku, bir (A) çözümünden bir (B) çözümüne gider. Bununla birlikte, SOÖ'nün bu yorumunun, (B)-tipi bir akdeliği nasıl dışlayacağını anlamıyorum. Başka bir meselede de, "Euclidesçileştirme işlemi" hakkında kaygılarım var. Stephen'in iddiası, bir Euclides ve bir Lorentz çözümünü birbirine yapıştırabileceğimiz gerçeğine dayanıyor. Ancak, bunun yapılabileceği çok az sayıda uzay var. Zira, istenen, bunların hem bir Euclides hem de bir Lorentz kesimine sahip olmalarıdır. Genel durum ise herhalde, bundan çok uzaktadır.

## Tvistörler ve Tvistör Uzayı

KAK da Euclidesçileştirmenin yararlı olmasının altında gerçekte ne var? KAK, alan büyüklüklerinin pozitif ve negatif frekans kısımlara parçalanmasını gerektirir. Bunların ilki, zamanda ileri, sonraki ise geri doğru gider. Kuramın propagatörlerini bulmak için, pozitif frekans (yani, pozitif enerji) kısmını ayırt edecek bir yöntem gerekir. Bu parçalanmayı gerçekleştirmek için (farklı) bir çerçeve, tvistör kuramıdır gerçekte, bu parçalanma, *tvistörler* için önemli ilk motivasyonlardan biriydi (*bkz.* Penrose 1986).

Bunu ayrıntılarıyla açıklamak için, gerek kuantum kuramı ve gerekse yapısı uzayzamanın yapısı için önem taşıyan, kompleks sayıları ele alalım. Bunlar, reel $x$ ve $y$ ve $i^2 = -1$ ile, $z = x + iy$ şeklinde gösterilen sayılardır. Böyle sayıların kümesi $\mathbb{C}$ ile gösterilir. Bu sayılar bir düzlemde (sanal düzlemde), veya sonsuzdaki nokta da buna eklenerek, bir küre - Riemann küresi - üzerinde gösterilebilir. Bu küre, matematiğin analiz ve geometri gibi bir çok alanında olduğu gibi, fizikte de pek yararlı olan bir kavramdır. Küre, bir düzlem üzerine (sonsuzdaki bir noktayla birlikte) izdüşürülebilir. Düzlemi, kürenin ekvator düzleminden geçirelim ve küre üzerindeki bir noktayı, Güney kutbuna birleştirelim. Bu doğrunun düzlemi kestiği nokta, küre üzerindeki noktaya, düzlem üzerinde karşı gelen noktadır. Dikkat edersek, bu tasvirde, Kuzey kutbu orijine, Güney kutbu ise sonsuza gider. Düzlemdeki reel eksen, Kuzey ve Güney kutbundan geçen, yani ekvatora dik, bir daireye karşı gelir. Küreyi öyle döndürebiliriz ki, reel sayılar ekvatora karşı gelir ve şimdi bu konvansiyonu kullanmak istiyorum (şek. 6.1).

$x$ reel değişkenine sahip, kompleks değerli bir $f(x)$ fonksiyonunun verildiğini varsayalım. Yukarda söylenenlerden $f$, ekvator üzerinde tanımlı bir fonksiyon olarak düşünülebilir. Bu bakış açısının avantajı, $f$'nin pozitif mi, yoksa negatif mi olduğuna karar vermek için elde doğal bir kriter bulunmasıdır:




**Şekil 6.1** Sonsuz ile birlikte bütün kompleks sayıları temsil eden Riemann küresi.

Eğer Kuzey Yarıkürede holomorf (analitik) bir fonksiyona genişletilebilirse, $f(x)$ pozitif frekanslı bir fonksiyondur. Benzer şekilde, eğer Güney

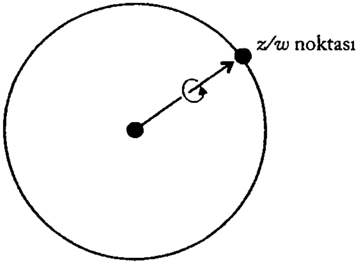
Yarıküreye genişletilebilirse, $f(x)$ negatif frekanslı bir fonksiyondur. Genel bir fonksiyon, pozitif ve negatif frekans kısımlarına ayrılabilir. Tvistör kuramının arkasındaki düşünce, bu aracı uzayzaman üzerine global bir şekilde uygulamaktır. Minkowski uzayzamanında verilen bir alanı, benzer şekilde, pozitif ve negatif frekans kısımlarına ayırmak isteyelim. Bu ayırmayı anlamak için, tvistör uzayını inşa edeceğiz. (Tvistörler için daha fazla bilgi için *bkz*: Penrose ve Rindler 1986 ve Huggett ve Tod 1985).

Bunun ayrıntılarına girmeden önce, Riemann uzayının fizikteki iki önemli rolünden söz edelim.

1. Bir spin-½ taneciğin dalga fonksiyonu, "yukarı" ve "aşağı" durumların doğrusal üst üste binmesi şeklinde bulunabilir.

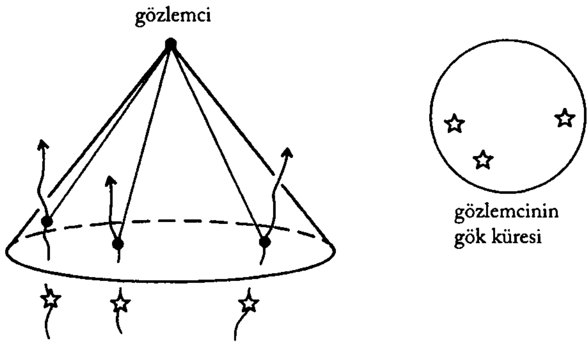
$$w|\uparrow\rangle + z|\downarrow\rangle$$

   Bu durum, Riemann küresi üzerindeki $z/w$ noktası ile gösterilebilir ve bu nokta, merkezden çıkan pozitif spin ekseninin küreyi deldiği noktaya karşı gelir. (Daha yüksek spin için, 1932'de Majorana tarafından verilen ve gene Riemann küresini kullanan daha karmaşık bir çizim gerekir. Bak. Penrose 1994.) Bu, KM'nin kompleks genliklerini, uzayzaman yapısı ile ilişkilendirmektedir (şek.6.2).
2. Uzayzamanm bir noktasında yer alan ve yıldızlara bakan bir gözlemci düşünelim.




**Şekil 6.2** Bir, spin-½ taneciğinin, spin yönü uzayı; yarıçapı, $w$ (spin yukarı) ve $z$ (spin aşağı) genliklerinin oranı $z/w$ olan Riemann küresidir.

Eğer ikinci bir gözlemci, birinciye göre bağıl bir hızla, onunla aynı yerden, aynı zamanda geçerse, aberasyon etkileri dolayısıyla, yıldızları küre üzerinde farklı yerlerde işaretleyecektir. İlginç olan, küre üzerindeki noktaların farklı konumlarının, *Möbius* dönüşümü denilen özel bir dönüşümle, birbirleri ile ilişkili oluşlarıdır. Böyle dönüşümler, Riemann küresinin kompleks yapısını koruyan bir gurup oluştururlar. Böylece, bir uzayzaman noktasından geçen ışık ışınlarının uzayı, doğal bir şekilde, bir Riemann küresidir. Ben, farklı hızlardaki gözlemcilere ait fiziğin temel simetri grubu olan bu (kısıtlı) Lorentz grubunun, en basit bir-(kompleks-)boyutlu manifold'un, yani Riemann Küresi'nin otomorfizm grubu olarak temsilini, çok güzel buluyorum (*bkz*. Şek. 6.3 ve Penrose ve Rindler 1984).

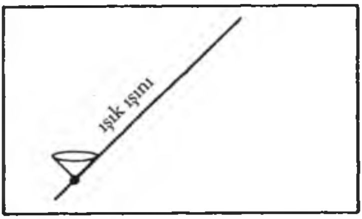


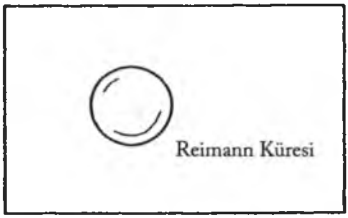

**Şekil 6.3** Görelilik kuramınde, bir gözlemcinin gök küresi, doğal olarak bir Riemann küresidir.

Tvistör kuramının temel düşüncesi, Riemann küresinde görüldüğü gibi, KM ile uzayzaman yapısı arasındaki bu ilişkiden, onu uzayzamann tümüne genişleterek, yararlanmağa çalışmaktır. Tüm ışık ışınlarına uzayzaman noktalarından bile daha fazla önem vermeye çalışacağız. Bu şekilde, uzayzamana ikincil bir kavram olarak bakacak ve tvistör uzayını - başlangıçta ışık ışınlarının uzayı - daha önemli bir uzay kabul edeceğiz.

Bu iki uzay biribirine, uzayzamandaki ışık ışınlarını tvistör uzayındaki noktalarla temsil eden bir karşılıklandırmayla bağlıdırlar. Yani, uzayzamandaki bir nokta, ondan geçen ışık ışınları ile temsil edilmektedir. Böylece, uzayzamandaki bir nokta, tvistör uzayındaki bir Riemann küresi olur. Tvistör uzayına, onun yardımıyla fiziği açıklayacağımız bir uzay olarak bakacağız, (şek. 6.4).

Şimdiye kadar tanıttığım tvistör uzayı, beş (reel) boyuta sahip olduğundan, kompleks bir uzay olmayacaktır; zira kompleks uzaylar daima çift (reel) boyutludur. Eğer ışık ışınlarını foton tarihleri olarak düşünürsek, fotonun enerjisini de, helisliğini de dikkate almamız gerekir. Helislik, sol veya sağ-el yönlü olabilir. Bu, sadece ışık ışını olmaktan biraz daha karışıktır; fakat, bunun yararı, kompleks projektif bir üç-uzay (altı reel boyutlu) $\mathbb{CP}_3$ bulmamızdır. Bu *projektif tvistör uzayı*'dır ($\mathbb{P}$T). Bunun beş-boyutlu alt- uzayı $\mathbb{P}$N, $\mathbb{P}$T uzayını, sol- ve sağ-el yönlü, $\mathbb{P}T^-$ ve $\mathbb{P}T^+$'ye ayırır.




uzay zaman (projektif) twistör uzayı

**Şekil 6.4** Temel tvistör temsilinde, (Minkowski) uzayzamanında ışık ışınları (projektif), tvistör uzayındaki noktalara karşı gelir; uzayzaman noktaları ise Riemann küreleri olarak gösterilir.

Şimdi, uzayzamandaki noktalar dört reel sayı ile verilir. Projektif tvistör uzayı, dört kompleks sayının oranları ile koordinatlandırılır. Eğer, tvistör uzayında $(Z^0, Z^1, Z^2, Z^3, Z^4)$ ile gösterilen bir ışık ışını, uzayzamanın $(r^0, r^1, r^2, r^3, r^4)$ noktasından geçerse, o zaman

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^1 \end{pmatrix} = \left(\frac{i}{\sqrt{2}}\right) \begin{pmatrix} r^0 + r^3 & r^1 + ir^2 \\ r^1 - ir^2 & r^0 - r^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^2 \\ Z^3 \end{pmatrix} \qquad (6.1)$$

Geliş bağıntısı[27] sağlanır. Geliş bağıntısı (6.1), tvistörle gösterimin[28] temelini teşkil eder. İki-spinör notasyonu ile ilgili bazı tanımlar gerekiyor. Kişilerin aklının karışmağa başladığı yer burasıdır. Fakat, ayrıntılı hesaplar için bu notasyon oldukça kolaylık getirir. Çünkü, herhangi bir ra dört-vektörü ile tanımlanan $r^{AA'}$ büyüklüğünün bileşenler matrisi şöyle verilir.

$$r^{AA'} = \begin{pmatrix} r^{00'} & r^{01'} \\ r^{10'} & r^{11'} \end{pmatrix} = \left(\frac{i}{\sqrt{2}}\right) \begin{pmatrix} r^0 + r^3 & r^1 + ir^2 \\ r^1 - ir^2 & r^0 - r^3 \end{pmatrix}$$

$r^a$ teriminin reel olma koşulu, $r^{AA'}$ matrisinin *Hermitik* olmasıdır. Tvistör uzayında bir nokta, bileşenleri

$$\omega^A = \begin{pmatrix} \omega^2 \\ \omega^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^1 \end{pmatrix}, \pi_{A'} = \begin{pmatrix} \pi'_0 \\ \pi'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^2 \\ Z^3 \end{pmatrix}$$

olan iki spinör ile gösterilir. Geliş bağıntısı (6.1), şu şekli alır.

$$w = ir\pi$$

Eğer, $r^a$ yerine

$$r^a \mapsto r^a - Q^a$$

yazılarak, orijin kaydırılırsa,

$$w^A \mapsto w^A - iQ^{AA'}\pi_A, \text{ olur.}$$

Burada, $\pi_A'$ değişmez:

$$\pi_A' \mapsto \pi_A.$$

Tvistör, kütlesiz bir taneciğin $p_a$ momentumunun dört bileşenini (bunların üçü bağımsızdır) ve $M^{ab}$ açısal momentumunun 6 bileşenini (bunların dördü bağımsızdır) ile gösterir. Bağıntılar,

$$p_{AA'} = i\bar{\pi}_A \pi_{A'}, \quad M^{AA'BB'} = i\omega^{(A}\bar{\pi}^{B)}\varepsilon^{A'B'} - i\varepsilon^{AB}\bar{\omega}^{(A'}\pi^{B')}$$

27 İncidence relation, (Ç.N.).
28 Twistor correspondance, (Ç.N.).

dır. Burada, parantezler simetrik kısmı gösterir ve $\varepsilon^{AB}$ ve $\varepsilon^{A'B'}$, eğik[29] Levi-Civita sembolleridir. Bu bağıntılar, $p_a$ momentumunun boş[30] ve geleceğe yönelik olduğu gerçeğini ifade eder. Ayrıca, Pauli-Lubanski spin vektörü, $s$ helisliği ile dört-momentumun çarpımına eşittir. Bu büyüklükler, ($\omega^A$, $\pi_A$') tvistör değişkenlerini, bir genel tvistör faz çarpanı farkıyla belirler. Helislik,

$$s = \frac{1}{2} Z^{\alpha} \overline{Z}_{\alpha}$$

şeklinde yazılabilir. Burada Za = ($w^A$, $\pi_{A'}$) nın dual tvistörü, $\overline{Z}_{\alpha} = (\overline{\pi}_A, \overline{\omega}^{A'})$ dır (burada kompleks eşlenik alırken spinörlerin üslü ve üssüz indislerinin yerinin değiştiğine, ayrıca tvistörlerin dualleri ile değişeceğine dikkat edilmelidir). Burada, $s > 0$, sağ-el yönlü parçacıklara karşı gelir ve böylece tvistör uzayının yukarı yarısını $\mathbb{P}\mathbb{T}^+$ gösterir. Buna karşılık, $s < 0$, sol-el yönlü parçacıkları, yani aşağı yarım $\mathbb{P}\mathbb{T}^-$ yi gösterir. $s = 0$ durumunda ise, gerçek ışık ışınlarını buluruz. (Öyleyse, $\mathbb{P}\mathbb{N}$ nin denklemi, ışık ışınları uzayı,

$$Z^{\alpha}\overline{Z}_{\alpha} = 0 \text{ , yani } \omega^A \overline{\pi}_A + \pi_{A'} \overline{\omega}^{A'} = 0 \text{ olur.}$$

## Kuantize edilmiş Tvistörler

Şimdi, tvistörler için bir kuantum kuramı geliştirmek istiyoruz; bu amaçla tvistör uzayı üstünde kompleks-değerli bir $f(Z^\alpha)$ fonksiyonu, bir tvistör dalga fonksiyonu tanımlamalıyız. Her $f(Z^\alpha)$ fonksiyonu, a priori bir dalga fonksiyonu değildir. Zira, $Z^\alpha$ konum değişkenleri yanında, tüm momentum değişkenlerine de bağlıdır. Bir dalga fonksiyonunda ise bunların tümünü aynı anda kullanamayız. Konum ve momentum operatörleri yer değiştirmez. Tvistör uzayında yer değiştirme bağıntıları şunlardır:

$$\left[Z^{\alpha}, \overline{Z}_{\beta}\right] = \hbar\delta^{\alpha}{}_{\beta} \qquad \left[Z^{\alpha}, Z^{\beta}\right] = 0 \qquad \left[\overline{Z}_{\alpha}, \overline{Z}_{\beta}\right] = 0$$

29 skew
30 null

Böylece, $Z^{\alpha}$ ve $\bar{Z}_{\alpha}$ eşlenik değişkenlerdir. Dalga fonksiyonu ise, bunlardan sadece birinin fonksiyonudur. Yani, dalga fonksiyonu, $Z^{a}$ nın holomorf (veya antiholomorf) bir fonksiyonudur.

Şimdi, bu bağıntıların operatör sıralamasına nasıl uyduğunu kontrol etmeliyiz. Görülür ki, momentum ve açısal momentum ifadeleri, sıralamadan bağımsız ve bu nedenle kanonik olarak belirlidirler. Diğer taraftan, helislik ifadesi sıralamaya bağlıdır ve doğru tanımı kullanmamız gerekir. Bunun için, simetrik çarpımı kullanmalıyız; yani

$$s = \frac{1}{4}(Z^{\alpha}\bar{Z}_{\alpha} + \bar{Z}_{\alpha}Z^{\alpha})$$

Bu, $Z^{a}$ -uzayı gösteriminde, yeniden şöyle yazılabilir

$$s = \frac{\hbar}{2}\left(-2 - Z^{\alpha}\frac{\partial}{\partial Z^{\alpha}}\right)s = \frac{\hbar}{2}\left(-2 - Z^{\alpha}\frac{\partial}{\partial Z^{\alpha}}\right)$$

$$= \frac{\hbar}{2}(-2 - Z^{\alpha}\ \textit{daki homojenlik derecesi})$$

Bir dalga fonksiyonunu, $s$'nin özdurumlarına göre bileşenlere ayırabiliriz. O zaman, bunlar, belirli homojenlik derecesine sahip dalga fonksiyonlarının ta kendileridir. Örneğin, sıfır helisliğe sahip spinsiz bir parçacık, homojenliği -2 olan bir tvistör dalga fonksiyonuna sahiptir. Bir sol-el yönlü, spin-½ taneciğinin helisliği s = - h/2 olduğundan, tvistör dalga fonksiyonunun homojenliği -1 dir. Böyle bir taneciğin sağ-el tipi, (helislik: s = ħ /2) homojenliği -3 olan bir tvistör dalga fonksiyonuna sahiptir. Spin 2, sağ ve sol-el yönlü tvistör dalga fonksiyonları, sırayla -6 ve +2 homojenliğine sahiptir.

Tüm GG sol-sağ simetrisine sahip olduğu için, bu biraz tek yanlı görünebilir. Ama bu fena bir şey sayılmaz; çünkü, doğanın kendisinde sol-sağ asimetrisi vardır. İlave olarak, GG'de çok güçlü araçlar olan Ashtekar, "yeni değişkenler"i de sol-sağ asimetrisine sahiptir. Bu sol-sağ asimetrisine böyle farklı yollardan varmamız, ilginçtir.

$Z^{\alpha} \leftrightarrow \overline{Z}_{\alpha}$ değiştirerek, homojenlik tablosunu ters çevirerek ve sonra bir helislik için $Z^{\alpha}$ 'yi, diğeri için de $\overline{Z}_{\alpha}$'yi kullanarak, simetriyi geri getirebileceğimiz düşünülebilir. Ancak, nasıl geleneksel KM de, konum- ve momentum-uzayı resimlerini eş zamanlı olarak bu şekilde karıştıramazsak, $Z^{\alpha}$ ve $\overline{Z}_{\alpha}$ resimlerini de karıştıramayız. Ya birini veya ötekini seçmek zorundayız. Birinin daha temel olup olmadığı henüz belli değildir.

Bundan sonra, *f*(Z)'nin bir uzayzaman gösterimini bulmak istiyoruz. Bu bir kontur integrali ile gerçekleştirilir,

$$\begin{Bmatrix} \phi_{A'\cdots G'}(r) \\ veya \\ \phi_{A\cdots G}(r) \end{Bmatrix} = \int_{\omega = ir\pi} \begin{Bmatrix} \pi_{A'} \ldots \pi_{G'} \\ veya \\ \dfrac{\partial}{\partial\omega^{A}} \cdots \dfrac{\partial}{\partial\omega^{G}} \end{Bmatrix} f(Z^{\alpha})\pi_{E'}d\pi^{E'}$$

Burada integral, *r* ile gelen[31] (Z'nin *w* ve *p* gibi iki kısmı olduğunu hatırlayalım) Z'ler uzayındaki bir kontur üzerindedir. $\pi$'lerin ve $\partial/\partial w$'ların sayısı, alanın spin'ine (ve el yönüne) bağlıdır. Bu denklem, kütlesi olmayan bir taneciğin alan denklemlerini otomatik olarak sağlayan, bir $\phi$... (*r*) uzayzaman alanı tanımlar. Böylece, tvistör alanlarının holomorfluk kısıtlaması, kütlesiz bir taneciğin tüm karışık alan denklemlerini bünyesinde toplar, veya bunu hiç olmazsa düz uzayın doğrusal bir alanı veya bir Einstein alanının zayıf enerji limiti için gerçekleştirir.

Geometrik olarak, uzayzamanda r noktası, tvistör uzayında bir $\mathbb{CP}_1$ doğrusudur (bu bir Riemann küresidir). Bu doğru, *f*(Z)'nin tanımlı olduğu bölgeden geçmelidir. *f*(Z), genellikle her yerde tanımlı değildir ve tekillikleri vardır (gerçekten, kontur integralini almak için, bu tekil bölgeleri çeviririz). Daha matematiksel doğru bir ifadeyle, bir tvistör dalga fonksiyonu bir kohomoloji elemanıdır. Bunu anlamak için, tvistör uzayının ilgilendiğimiz bölgesinin bir açık komşuluklar takımını ele alalım. Bunun manası, onun birinci sheaf cohomology'nin bir elemanı olduğudur. Bunun ayrıntılarına girmeyeceğim, ama, "sheaf cohomology" kullanılabilecek iyi bir çarpıcı isim!

31 incident with (Ç.N.).

Şimdi bizim gerçekte aradığımız şeyin, KAK' da yapılana benzer şekilde, alan genliklerinin pozitif ve negatif kısımlarını ayırmak için bir yöntem olduğunu hatırlayalım. Eğer $\mathbb{P}N$ üzerinde tanımlı bir tvistör fonksiyonu (birinci kohomoloji'nin bir elemanı olarak) $\mathbb{P}T^+$ tvistör uzayının üst yarısına genişlerse, pozitif frekanslı; eğer, $\mathbb{P}T^-$ nin alt yarısına genişlerse, negatif frekanslıdır. Böylece, tvistör uzayı, pozitif ve negatif frekans kavramlarını içerir.

Bu, ayrıştırma, bize kuantum fiziğini tvistör uzayında yapma fırsatı veriyor. Andrew Hodges (1982, 1985, 1990) Feynman diyagramlarının uzayzamandaki benzeri olan tvistör diyagramlarını kullanarak KAK'na bir yaklaşım geliştirdi. Bunları kullanarak, KAK' da bazı çok yeni regülarizasyon yolları ortaya attı. Bunların, normal uzayzaman yaklaşımlarında kullanılması düşünülemezse de, onlar tvistör resminde çok doğaldırlar. En önce, Michael Singer'in (Hodges, Penrose ve Singer 1989) bir fikrinden gelişen yeni bir açı da, gene *konformal alan kuramı*'nden (CFT)[32] kaynaklanmıştır. Stephen, ilk konuşmasında, sicim kuramı hakkında bazı çok aşağılayıcı ifadeler kullandı. Fakat sicim kuramının dünya-yaprağı üzerindeki alan kuramı olan CFT'nin, (belki bütünüyle fiziksel olmasa da) çok güzel bir kuram olduğunu düşünüyorum. O, keyfi bir Riemann yüzeyi üzerinde tanımlanıyor (bunun en basit örneği, Riemann küresidir; fakat bu, tor'lar ve "pretzel"ler gibi, bir-kompleks-boyutlu manifoldların tümünü kapsar). Tvistörler için CFT'i, sınırları $\mathbb{P}N$'nin (yani, uzayzamandaki ışık ışınlarının uzayı) kopyaları olan, üç kompleks boyutlu manifoldlara genelleştirmemiz lazım. Bu alandaki çalışmalar gelişmekle birlikte, henüz fazla ileri gidemedi.

## Eğri Uzaylar İçin Tvistörler

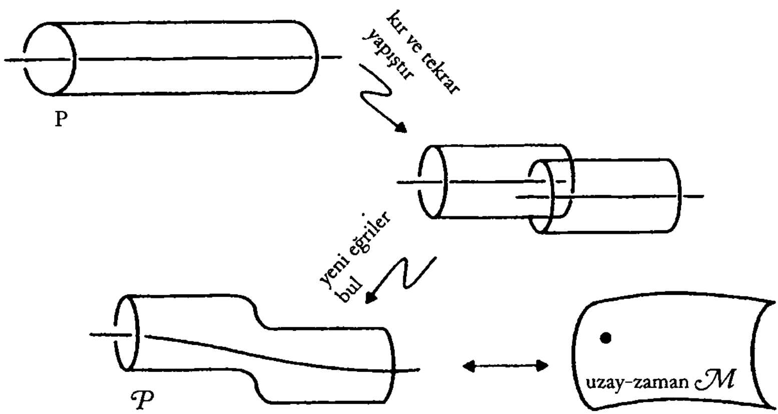
Şimdiye kadar yaptıklarımızın tümü düz uzaylar ile ilişkiliydi. Ama, uzayzamanın eğri olduğunu biliyoruz. Eğri uzayzamanlara uygulanabilecek ve doğal bir şekilde Einstein alan denklemlerini verecek bir tvistör kuramı bulmalıyız.

32 Conformal Field Theory (Ç.N.).

Eğer uzayzaman manifoldu, konformal olarak düz ise (diğer bir deyişle, eğer Weyl tensörü sıfırsa), bu uzayı tvistörlerle belirlemekte bir güçlük yoktur; çünkü tvistör kuramı temelde konformal olarak değişmezdir. Çeşitli konformal olarak düz olmayan uzayzamanlarda kullanılabilecek başka tvistörler de düşünülebilir: sanki-yerel kütle tarifi (Penrose 1982; Tod 1990) ve durağan eksenel simetrik vakumlar için, (Ward'ın, düz uzayzamanda, kendine-dual-karşıtı[33] Yang-Mills alanları için 1977 konstrüksiyonuna dayanan; yine Ward 1983) Woodhouse-Mason (1988; Fletcher and Woodhouse 1990) konstrüksiyonu gibi. Bu, integre edilebilir sistemlere çok genel bir tvistör yaklaşımıdır (bak. çıkacak olan Mason ve Woodhouse'ın kitabı, 1996).

Ancak daha genel uzayzamanlarla da başa çıkabilmek isteriz. Kendine-dual-karşıtı Weyl tensörü ile kompleksleştirilmiş (yahut "Euclidesçileştirilmiş") uzayzaman $\mathcal{M}$ için, bu problemi tam olarak çözebilecek (Penrose 1976), –doğrusal olmayan graviton konstrüksiyonu denilen– bir konstrüksiyon vardır. Bunun nasıl işlediğini görmek için, bir doğrunun tüpsel komşuluğundan veya buna benzer başka bir şeyden (örneğin, üst yarım veya pozitif frekans kısmı $\mathbb{PT}^{+}$) oluşan, tvistör uzayının bir kısmını alalım ve onu iki veya daha fazla parçaya keselim. Sonra bunları parçalar birbirine göre kaymış olarak yeniden yapıştıralım. Genellikle, orijinal P uzayındaki düz çizgiler, yeni $\mathcal{P}$ uzayında kırık olur. Fakat, orijinal (şimdi kırılmış olan) düz çizgiler yerine, düzgün olarak birbirine birleşen eğriler meydana getiren yeni holomorf eğriler arayabiliriz. P 'nin $\mathcal{P}$ şekline deformasyonu, çok büyük olmamak koşuluyla, bu şekilde elde edilen–orijinalleriyle aynı topolojik aileye ait olan–holomorf eğriler, dört boyutlu bir aile oluştururlar. Noktaları bu holomorf eğrileri temsil eden uzay, bizim kendine-dual-karşıtı (kompleks) "uzayzaman"ımız, $\mathcal{M}$'dir (şek. 6.5). Şimdi, Einstein vakum denklemlerini (Ricci-düzlüğü), $\mathcal{P}$ nin, projektif $\mathbb{CP}_1$ doğrusu üzerinde (diğer bazı yumuşak koşullarla birlikte) holomorf bir fibrasyon olması koşulu şeklinde şifreleyebiliriz.

33 anti-self-dual (Ç.N.)




**Şekil 6.5** Doğrusal olmayan graviton konstrüksiyonu

Bunların tümü, P'nin deformasyonu olan $\mathcal{P}$, *serbest* holomorf fonksiyonlar cinsinden verilerek gerçekleştirilebilir ve ilke olarak, eğri uzayzaman $\mathcal{M}$'ye ait her bilgi, bu fonksiyonlar içinde şifrelenebilir (ancak, $\mathcal{P}$' de istenen holomorf fonksiyonları bulmak zor olabilir).

Biz, Einstein denklemlerinin *tümünü* çözmek istiyoruz (son konstrüksiyon sadece Weyl tensörü sıfır olan, indirgenmiş bir problemi çözebilir); fakat problem belli ki, zor ve bu son yirmi yılda bir çok teşebbüsü meyvasız bıraktı. Ancak, son birkaç yıldır ben yeni bir yaklaşım deniyorum (bak. Penrose 1992). Problemi henüz çözemedimse de, bu ilerisi için en çok ümit veren bir yol olarak görülüyor. Gerçekten, tvistörlerle Einstein denklemleri arasında derin bir ilişki olduğu anlaşılıyor. İki gözlem bunu belirtiyor:

1. Vakumdaki Einstein denklemleri, $R_{ab} = 0$, aynı zamanda, helisliği $s = 3/2$ olan kütlesiz alanların da (bu alan bir potansiyel tarafından veriliyor ise) tutarlılık koşullarını oluşturur.
2. $M$ düz-uzayzamanında, bir $s = 3/2$ alanının yüklere ait uzayı, tam olarak bir tvistör uzayıdır.

Yani, uygulanacak program kabaca şudur: Bir Ricci-düz uzayzamanı verildiğinde (yani $R_{ab} = 0$), bunun içinde (bu kolay olmasa da), $s = 3/2$ alanlar için yükler uzayını bulmak istiyoruz. Bu, Ricci-düz-uzayzamanının tvistör uzayı olacaktır. İkinci adım, böyle tvistör uzaylarının, serbest holomorf fonksiyonlar kullanarak nasıl inşa edileceğinin bulunmasıdır. Son olarak da, her durumda, bu tvistör uzayından tekrar orijinal uzayzaman manifoldunun.inşası gerekecektir.

Bu tvistör uzayının, doğrusal olmasını beklemiyoruz; zira uzayzamanı tekrar inşa ettiğimiz zaman o, eğrisel bir yapı vermelidir. Ayrıca, bir $s = 3/2$ alanının yük ve potansiyeli yerel olmadığı için, konstrüksiyon da incelikli bir şekilde, kuvvetle yerellikten uzak olmalıdır. Bu, son konuşmamda (4. bölüm) bahsettiğim, EPR[34] deneyleri gibi yerel olmayan fiziği açıklamağa yardımcı olabilmelidir; bu deneyler, uzayzamanın birbirine uzak bölgelerindeki nesnelerin bir şekilde birbirleriyle "ilişkilenmiş" olabileceği manasına gelmektedir.

## Tvistör Kozmolojisi

Sözlerimi, –biraz üstünkörü olacaksa da– kozmoloji ve tvistörler ile ilgili bir hatırlatma yaparak bitirmek istiyorum. Geçmiş tekilliklerde, Weyl eğrilik tensörünün sıfır olması gerektiğini söylemiştim. Buna göre, başlangıç durumu, çok basit bir tvistör gösterimine sahiptir. Zaman ilerledikçe, bu gösterim daha karışık bir hal almağa ve Weyl eğriliği de ortaya çıkmağa başlar. Böyle bir davranış, evrenin geometrisinde gözlenen zaman asimetrisi ile uyum içindedir.

Tvistör kuramının kompleks-holomorfik düşünce alt yapısına göre, $k < 0$ ile, açık bir evrene götüren, bir büyük patlama tercih edilmelidir (Stephen kapalı bir evreni tercih ediyor). Bunun nedeni, ancak $k < 0$ olan bir evrende, başlangıç tekilliğinin simetri grubu, holomorf bir gruptur; yani, $\mathbb{CP}_1$ Riemann küresinin (kısıtlı Lorentz grubu), holomorf kendine-dönüşümlerindan oluşan Möbius grubudur. Bu, tvistör

34 Einstein-Podolsky-Rosen, (Ç.N.).

kuramının doğuşunda kullanılan gruptur; bu nedenle, tvistör ideolojisi yüzünden, ben şüphesiz $k < 0$ yi tercih ediyorum. Bu sadece ideolojiye dayandığından, eğer ilerde yanlış düşündüğüm ve evrenin kapalı olduğu anlaşılırsa, bunu elbette geri çekebilirim.

## Sorular ve Cevapları

*Soru:* Helisliğin, 3/2 durumunun fiziksel önemi nedir?

*Cevap:* Bu yaklaşımdaki spin 3/2 durumu, gerçek bir alana karşı gelmiyor; o, daha çok, tvistörleri tanımlamakta kullanılan yardımcı bir alandır. Onu, ilerde keşfedilecek bir taneciğin alanı olarak da düşünmüyorum. Ama, süpersimetri açısından bakıldığında, o kütleçekimin süpereşi sayılabilir.

*Soru:* Geçen defa sözünü ettiğiniz, zamanda-asimetrik **R**-süreci, tvistör yaklaşımının neresinde bulunuyor?

*Cevap:* Tvistör kuramının çok muhafazakâr bir kuram olduğunu ve o konuda henüz bir şey söylemediğini düşünmelisiniz. Zamanda asimetrinin, tvistör kuramında ortaya çıkmasını çok isterim. Fakat şu anda bunun nasıl olabileceğini bilmiyorum. Ancak, bütün program uygulanırsa, herhalde bir yerde, belki de, kabaca sağ/sol asimetrisindeki duruma benzer bir şekilde, ortaya çıkacaktır. Gene, Andrew Hodges'in regüler'leştirme şemasına yaklaşımı da, teknik olarak bir asimetriye neden olmaktadır. Ancak, bu konuda belirsizlik henüz ortadan kalkmamış bulunuyor.

*Soru:* Tvistör kuramının en iyi uygulanabileceği, doğrusal-olmayan KAT hangisidir?

*Cevap:* Şimdiye kadar, (tvistör diyagramları çerçevesinde) esas olarak standart model analiz edilebildi.

*Soru:* Sicim kuramı, parçacıkların spektrumunu açık olarak öngörebiliyor. Tvistör kuramınde bu olabilir mi?

*Cevap:* Bu konuda bazı fikirler olmakla birlikte, parçacık spektrıumunun sonuçta nereden çıkabileceğini bilmiyorum. Ancak, sicim kuramının, „parçacıkların spektrumunu açık olarak öngörebileciğini" duymaktan memnun oldum. Benim görüşüme göre, kütleler GG ile bağlantılı olduğu için, GG' yi tvistör çerçevesinde anlayana kadar, bu problemi çözmeyi başaramayacağız. Fakat, bir manada, sicim kuramının bakış açısı da budur.

*Soru:* Süreklilik/süreksizlik konusunda tvistör yaklaşımı ne gösteriyor?

*Cevap:* Tvistör kuramının ilk motivasyonlarından biri de, kesikli[35] kombinatoryal kuantum kurallarından uzaklaşmayı amaçlayan, spin ağları kuramı idi. Kesikli nesnelerden de tvistör kuramı kurulabilir. Ancak, eğilim, zaman içinde kombinatoryal yöntemlerden holomorfluğa doğru kaymış bulunuyor. Ama bu, kesikli bakış açısının daha aşağı olduğu anlamına gelmez. Belki de kesikli kavramlarla, holomorfik kavramlar arasında derinde bir ilişki de vardır. Fakat bu, henüz açık bir şekilde ortaya çıkmış bulunmuyor.

35 discrete (Ç.N.)

# 7

# Tartışma

*S. W. Hawking ve R. Penrose*

**S. Hawking**

Bu konuşmalar, Roger ile benim aramdaki farkı çok açık şekilde ortaya koydu. O bir Platonist; ben ise bir pozitivistim. O, Schrödinger'in kedisinin bir kuantum durumunda yarı diri, yarı ölü halde bulunmasından endişe ediyor. O, bunun gerçeğe uymayacağını hissediyor. Ama ben buna aldırmıyorum. Ben bir kuramın gerçeğe uymasını talep etmiyorum. Zira, onun ne olduğunu bilmiyorum. Gerçek, turnusol kâğıdı ile test edebileceğimiz bir nitelik değil ki! Beni ilgilendiren tek şey, kuramın, ölçüm sonuçlarını öngörebilmesidir. Kuantum kuramı bunu gayet başarıyla yapabiliyor. O, bir gözlem sonucunun, kedinin diri mi yoksa ölü mü olduğunu, göstereceğini öngörüyor. Bu, insanın yarı hamile olamayacağı gibi bir şey: ya öylesiniz, veya değilsiniz.

Hayvansevenler cephesini bir yana bırakırsanız, Roger gibi kişilerin, Schrödinger'in kedisine itiraz etmelerinin nedeni, durumu $(\text{kedi}_{diri} + \text{kedi}_{ölü})1/\sqrt{2}$ şeklinde temsil etmenin onlara saçma görünmesidir. Niye, $\text{kedi}_{diri} - \text{kedi}_{ölü})1/\sqrt{2}$ olmasın? Bunu söylemenin diğer bir şekli, $\text{kedi}_{diri}$

ile kedi$_{ölü}$ arasında her hangi bir girişimin görünmemesidir. Farklı yarıklardan geçen parçacıklar arasında girişim olabilir, zira bunlar, ölçülmeyen çevre etkilerinden yeterli şekilde izole edilebilir. Fakat kedi kadar büyük bir şey, elektromanyetik alanla taşınan, olağan moleküller-arası kuvvetlerden izole edilemez. Schrödinger'in kedisini veya beynin işleyişini açıklamak için, kuantum kütleçekimi'ne gerek yoktur. Bu bir yanıltmadır.

Ben, Schrödinger'in kedisinin ya diri, ya da ölü, ama ikisinin bir kombinasyonu olmayan klasik bir hayvan gibi görünmesinin nedeninin, kozmolojik olay ufukları olduğunu ciddi olarak söylemedim. Dediğim gibi, evrenin derinliklerini bir yana bırakırsak, kediyi odanın geri kalan kısmından bile izole etmek yeteri kadar güçtür. Bütün anlatmak stediğim, eğer mikrodalga ardalanındaki dalgalanmalar (titreşmeler) büyük bir duyarlılıkla gözlenebilseydi, onların dağılımının da klasik istatistiğe uyduğunun görülecek olmasıdır. Farklı modlardaki dalgalanmalar arasında, girişim ve korrelasyon gibi herhangi bir kuantum durumu özelliğini[36] algılayamazdık. Evrenin tümü üzerinde konuşuyorsak, bunda Schrödinger'in kedisinde olduğu gibi, bir dış çevre bulunmaz. Fakat, evrenin bütününü göremediğimizden, burada da yine evre uyumsuzluğu[37] ve klasik davranışla karşılaşırız.

Roger, benim Euclides yöntemlerini kullanmamı sorguluyor. Özellikle benim bir Euclides geometrisini, bir Lorentz geometrisine yapıştırarak çizdiğim resimlere itiraz ediyor. Haklı olarak, bunun ancak çok özel durumlarda geçerli olduğunu söylüyor: Genel bir Lorentz uzayzamanındaki kompleksleştirilmiş manifold içinde; üzerindeki metrik, reel ve pozitif definit, veya Euclides tipi olan bir kesim bulunmaz. Ancak, bu, Euclides yol integrali yaklaşımını, kütleçekimsel olmayan adi alanlar için dahi yanlış anlamak demektir. Örneğin, iyi anlaşılan Yang-Mills halini alalım. Bunda, Minkowski uzayındaki bütün Yang-Mills bağlantıları üzerinde, $e^{i\,eylem}$ tipinde bir yol integralinden yola çıkılır. Bu integralin değeri salınır ve yakınsamaz. Daha iyi davranan bir yol integrali bulmak için, $\tau = -it$ şeklinde, sanal bir zaman değişkeni kullanarak, Euclides

36 Property, (Ç.N.).
37 Decoherence, (Ç.N.)

uzayına bir Wick dönüşü uygulanabilir. İntegrand, $e^{-\text{Euclides eylemi}}$ şekline dönüşür ve integral de Euclides uzayındaki tüm reel bağlantılar üzerinde alınır. Euclides uzayında reel olan bir bağlantı, genelde, Minkowski uzayında da reel olmaz. Ama, bunun önemi yoktur. Euclides uzayındaki bütün reel bağlantılar üzerinde alınan yol integrali, kontur integralleri manasında, Minkowski uzayındaki bütün reel bağlantılar üzerinde alınan bir yol integraline eşdeğerdir. Kuantum kütleçekimi halinde olduğu gibi, Yang-Mills yol integrali, eyer-noktası yöntemi ile hesaplanabilir. Burada, eyer-noktası çözümleri, Yang-Mills instantonlarıdır. Bunları sınıflandırmak için Roger ve tvistör programı çok emek vermiştir. Yang-Mills instantonları, Euclides uzayında reel, ama Minkowski uzayında, kompleks'dir. Ama, elektro-zayıf baryon üretimi gibi fiziksel süreçlerin hızlarını verdikleri için, bunun önemi yoktur.

Kuantum kütleçekimi için de durum bunun benzeridir. Buradaki yol integrali, Lorentz metrikleri yerine, pozitif definit veya Euclides metrikleri üzerinde alınır. Eğer, kütleçekimsel alanın farklı topolojilere sahip olmasına müsaade edilecekse, bu gerçekten yapılmalıdır. Bir Lorentz metriği, ancak Euler sayısı sıfır olan bir manifold üzerinde alınabilir. Fakat, gördüğümüz gibi, yapısal entropi gibi, ilginç kuantum kütleçekimsel etkiler, tam da, Lorentz metriği kabul etmeyen, sıfırdan farklı Euler sayısına sahip uzayzaman manifoldlarından çıkmaktadır. Kütleçekim için, Euclides tipi eylem alttan sınırlı olmadığı için bir problem bulunmaktadır. Yani, yol integrali yakınsamayacak gibi görünmektedir. Ancak bu durum, konformal faktörü kompleks bir yol üzerinde integre ederek düzeltilebilir. Bu bir hile olsa da, sanırım bu davranış ayar serbestliğiyle ilişkili olduğundan, yol integralini doğru almayı bilirsek kendiliğinden yok olacaktır. Bu problem, fiziksel bir nedenden kaynaklanmaktadır: Kütleçekim etkisi çekici olduğu için, kütleçekimin potansiyel enerjisi negatiftir. Bu yüzden, kuantum kütleçekimi ile ilgili her kuramda bu bir şekilde ortaya çıkacaktır. Eğer, sicim kuramı da yeteri kadar gelişebilirse, bu onun için de geçerli olacaktır. Sicim kuramının şimdiye kadar başarabildikleri oldukça acıklı bir görünüme sahiptir. Bırakınız karadelikleri, o güneşin yapısını bile açıklayabilmiş değildir.

Sicim kuramını bir yana bırakarak, Euclides yaklaşımına ve sınırın bulunmaması koşuluna dönelim. Burada yol integrali, pozitif belirli reel metrikler üzerinde alınacaksa da, eyer-noktası, kompleks bir metriğe sahip olabilir. Bu durumla, üç-yüzey S'nın, çok ufak bir büyüklüğü aştığı kozmolojide karşılaşılır. Gerçi ben, metriği bir yarım Euclides dört-kürenin, bir Lorentz metriğine birleştirilmesi olarak tanımlamıştım; ama bu sadece yaklaşık olarak doğrudur. Gerçek eyer-noktası metriği kompleks olacaktır. Roger gibi bir Plato'cu bu duruma üzülse de, benim gibi bir pozitivist bundan etkilenmez. Eyer-noktası metriği gözlenmez. Bütün gözlenebilen, onunla hesaplanan dalga fonksiyonudur. Bu ise, reel bir Lorentz metriğine karşı gelir. Roger'in, benim Euclides ve kompleks uzayzaman kullanmama itirazına biraz şaşırdım. Tvistör programında kendisi de, kompleks uzayzaman kullanmaktadır. Gerçekte, beni Euclides kuantum kütleçekim programı geliştirmeğe yönelten, pozitif frekansın holomorf olduğu hakındaki Roger'in kendi beyanları olmuştur. Bu programın, gözlemsel olarak test edilebilir iki öngörüsü bulunmaktadır. Buna karşılık sicim kuramı veya tvistör programı kaç öngörü yapabilmiştir?

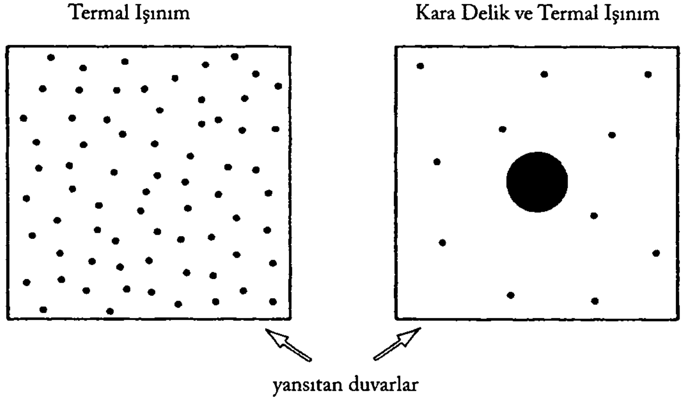
Roger'in düşüncesine göre, *R*-sürecinde, gözlem veya ölçü, dalga fonksiyonunun çökmesi, fizikte CPT[38] simetrisinin çiğnenmesi demek olur. Kendisi, en aşağı iki durumda: kozmoloji ve karadelikte, böyle bozulmaların etkisini görüyor. Kabul ediyorum ki, gözlemler hakkında sorular sormak suretiyle, zamanda asimetriyi içeri sokabiliriz. Fakat, dalga fonksiyonunun indirgenmesine tekabül eden fiziksel bir sürecin varlığını, veya bunun kuantum kütleçekimi veya bilinçlilik ile bir ilişkisi olduğunu, tamamen reddediyorum. Bu bana, bilim değil, büyü gibi geliyor.

Konuşmalarımda, sınırsızlık önerisinin, kozmolojide gözlenen zaman okunu nasıl herhangi bir CPT bozumuna yol açmadan açıklayabileceğini düşündüğümü, gösterdim. Roger'in aksine, karadeliklerin de zaman asimetrisi ile ilgili olduğunu niçin sanmadığımı şimdi açıklayacağım. Klasik genel görelilikde, bir karadelik, içine cisimler düşebilen, fakat dışına bir şey çıkamayan bir bölge olarak tanımlanır. Burada insan sorabilir: Dışına

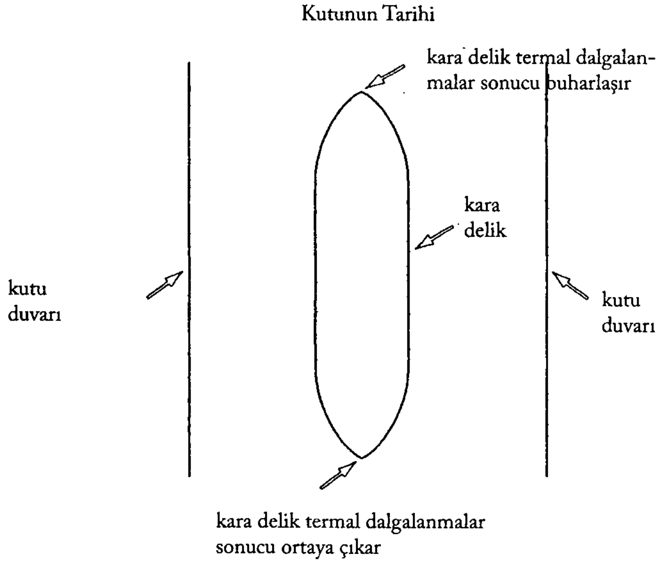
38 (charge, parity, time = yük, parite, zaman) simetrisi, (Ç.N.).

cisim çıkabilen ama içine cisim düşemeyen bölgeler, yani akdelikler de niye olmasın? Cevabım, her ne kadar klasik kuramda kara ve akdelikler çok farklı ise de, kuantum kuramına göre bunlar aynı şeydirler. Kuantum kuramı, kara ve akdelikler arasındaki farkı ortadan kaldırmaktadır: karadelikler yayınım yapabilirken, akdeliklerin de yutumlayabileceğini kabul edebiliriz. Bir bölgeye karadelik demek için, onun büyük, klasik ve fazla yayınım yapmayan bir bölge olmasını öneriyorum. Diğer yandan, büyük miktarlarda kuantum ışınımı yayan küçük bir delik de, tam olarak bir akdelikten beklediğimiz davranışı sergilemektedir.

Kara ve akdeliklerin nasıl aynı şey olduklarını, Roger'in başvurduğu düşünce deneyini kullanarak açıklayacağım. Mükemmel yansıtan duvarları olan çok büyük bir kutuya, belirli bir miktarda enerji koyalım. Bu enerji, kutu içinde mümkün olan durumlar arasında çeşitli şekillerde dağıtılabilir. Bunların iki tanesi, durumların çok büyük orandaki çoğunluğuna karşı gelir. Bunlar, ya termal ışınım dolu bir kutu veya termal ışınımla dengede olan bir karadeliktir. Hangisinde daha büyük sayıda mikroskopik durum olduğu, kutunun büyüklüğüne ve içindeki enerjiye bağlıdır. Fakat, her iki halin yaklaşık aynı sayıda mikroskopik durum içermesi için, bu parametreler seçilebilir.



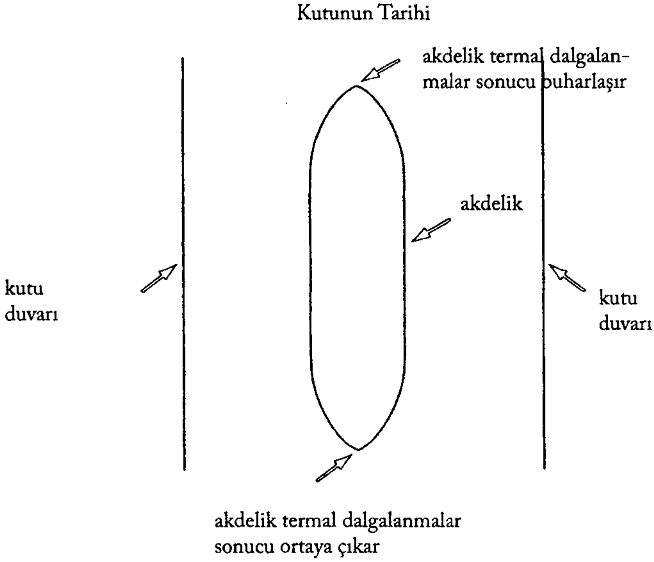

**Şekil 7.1** İçinde belirli bir enerji bulunan bir kutu içinde, ya termal ışınım veya termal ışınımla dengede olan bir karadelik vardır.




**Şekil 7.2** Termal dalgalanmalarla ortaya çıkıp, kaybolan bir kara delik.

Bu durumda, kutunun her iki hal arasında salınması beklenmelidir. Yani, kutuda bazen sadece termal ışınım bulunacaktır. Diğer zamanlarda da, ışınımda oluşan termal dalgalanmalar, çok sayıda taneciğin ufak bir bölgede toplandığı ve burada bir karadelik oluştuğu manasına gelecektir (şek. 7.1). Gene diğer bazı zamanlarda da, karadelik ışınımının dalgalanmasını artacak, veya yutumlamanın dalgalanmasını azalacak ve sonuçta karadelik buharlaşarak ortadan kaybolacaktır. Böylece, kutudaki sistem, kendi faz uzayında ergodik olarak gezinecektir: Bazen ortada bir karadelik bulunacak, bazen de olmayacaktır (şek.7.2)

Roger ve ben, kutunun anlattığım gibi davranacağı konusunda mutabıkız. Fakat, iki noktada farklı düşünüyoruz: Birincisi, Roger, bu görünme ve kaybolma çevrimleri sırasında, faz-uzayının hacmi ile bilginin kaybolacağına; ikincisi de, sürecin zamana göre simetrik olmadığına, inanmaktadır. Birinci noktada, Roger'in, karadeliğin saçsızlığı ile ilgili teoremlerin, faz uzayı hacminin kaybolacağını içerdiğini; zira çöken par-




**Şekil 7.3** Termal dalgalanmalarla ortaya çıkıp, kaybolan bir akdelik.

çacıkların bir çok farklı konfigürasyonlarının aynı karadeliği meydana getirdiğini, düşündüğü görülüyor. Kendisi, *R* sürecinin, yani dalga fonksiyonunun çökmesinin, faz-uzayı hacmindeki kazancı dengelediğini öne sürüyor. Kutu içinde gözlemci bulunmamakta ve ben, bunun, bir hesaplama yolu gösterilemezse, bir anda olduğu iddiasına sempati duymuyorum. Bunun dışındakilerin hepsi sihirbazlıktır!

Herhalde, faz uzayı hacminin kaybolduğuna katılmıyorum. Eğer karadeliklerin durum sayısının $e^{A/4}$ olduğunu söylerseniz, faz uzayı hacmi kaybı olmaz. Ayrıca, her durumda olabilen kutu gibi bir sistem için, bilgi yoktur. Öyleyse, bilgi kaybı da olamaz.

İkinci anlaşmazlık noktamıza gelirsem; sanırım, karadeliklerin ortaya çıkış ve kayboluşları, zamana göre simetrik olacaktır. Yani, kutunun bir filmini alırsanız, onu ileri veya geriye sararak baktığınızda, aynı şeyi görürsünüz. Zamanın bir yönü için, karadeliklerin ortaya çıktığı ve kaybolduğu görülürken; diğer yönde de, karadeliklerin zamandaki tersi olan akdeliklerin ortaya çıkıp, kaybolduğu izlenir. Eğer akdelikler, karadeliklerin aynısı iseler, bu iki resim de aynı olabilir. Bu nedenle, bu kutunun davranışı dolayısıyla CPT ihlaline başvurmaya gerek yoktur. (şek.7.3).

Başta, Roger de, Don Page de, benim kutudaki karadeliklerin oluşup sonra buharlaşmasının, zamana göre simetrik olduğu hakkındaki önerimi reddetmişlerdi. Ancak, Don dönerek, şimdi bana katılıyor. Roger'in de aynı şeyi yapacağını umuyorum.

## Roger Penrose'un Cevabı

Önce, şunu söylemeliyim ki, aramızda anlaşmazlıktan çok anlaşma var. Buna rağmen, anlaşamadığımız bazı (temel) noktalar da bulunuyor; Şimdi bunlar üzerinde durmak istiyorum.

*Kediler ve Benzerleri*

"Gerçek" ne olursa olsun, dünyada olanları nasıl algıladığımızı açıklamalıyız. Kuantum mekaniği bunu yapmaz; bunun için, KM'ne ek bir şey, kuantum mekaniğinin standart kuralları içinde olmayan bir şey katmalıyız. Özellikle, sanırım, Stephen benim kedi problemi ile ilgili açıklamalarıma pek kulak vermedi. Problem, bilgi kaybının, sistemin bir yoğunluk matrisi tarafından belirtilmesi gereğini ifade etmesi değil; iki yoğunluk matrisinin, örneğin

$$D = \frac{1}{4}\left(|\text{diri}\rangle + |\text{ölü}\rangle\right)\left(\langle\text{diri}| + \langle\text{ölü}|\right) + \frac{1}{4}\left(|\text{diri}\rangle - |\text{ölü}\rangle\right)\left(\langle\text{diri}| - \langle\text{ölü}|\right) \tag{7.1}$$

ve

$$D = \frac{1}{2}\,|\text{diri}\rangle\langle\text{diri}| + \frac{1}{2}\,|\text{ölü}\rangle\langle\text{ölü}|, \tag{7.2}$$

matrislerinin eşit olmasıdır. Bu nedenle, kediyi, niçin diri veya ölü algıladığımız, ama, niye bunların bir üst üste binmesini asla göremediğimiz problemini çözmeliyiz. Sanırım, felsefe bu konularda önemli; ama, soruya cevap vermiyor.

KM çerçevesinde, dünyanın varlığını nasıl algıladığımızı açıklayabilmek için, aşağıdakilerden birine (veya ikisine) ihtiyacımız olduğunu sanıyorum:

(A) Bir deneyimin kuramı.

(B) Bir gerçek fiziksel davranışın kuramı.

Aslında, gözlemciyi işin içine katabilmek için, ilgili durum vektörlerinin (yukarda, 7.1 halinde) her biri şu şekilde olmalıdır

$$\frac{1}{2}(|\text{diri}\rangle \pm |\text{ölü}\rangle)(|\text{gözlemci diri kedi görür}\rangle$$
$$\pm |\text{gözlemci ölü kedi görür}\rangle). \qquad (7.3)$$

Şimdi, ilk alternatif (A), bu gözlem durumuna müsaade edilmediği için, ikinci faktördeki üst üste binme ihtimalini ortadan kaldırmaktadır. Diğer taraftan, (B) koşulu da, birinci faktördeki üst üste binmeyi dışarıda bırakacaktır. Benim görüşüme göre, bu büyük-ölçekli üst üste binmeler kararsızdır ve kararlı olan $|\text{diri}\rangle$ veya $|\text{ölü}\rangle$ durumlarından birine aniden (kendiliğinden) bozunmalıdır. Sanırım Stephen, bir A-taraftarı [SWH: Hayır!]; zira, kendisi, B-taraftarı değil! Ben ateşli bir B-taraftarıyım; çünkü (A)'nın tehlikeli bir görüş olduğuna ve bir sürü dert açacağına inanıyorum. Özellikle, bir A-taraftarının, akıl veya beyin, yahut onun gibi bir şey, için kurama ihtiyacı vardır. Stephen'in ne A, ne de B-taraftarı görünmesine şaştım; bu konuda söyleyeceklerini bekliyorum.

*Wick Dönmesi*

Bu KAK 'da, yararlı olan bir araçtır. Zaman ekseninin bir dönmesi sonucu, $t$ değişkeni yerine $it$ yazılır. Bu, Minkowski uzayını, Euclides uzayına çevirir. Bunun yararı, (yol integrali gibi) bazı ifadelerin, Euclidesçi kuramda daha iyi tanımlanmış olduğu gerçeğinden kaynaklanır. Wick dönmesi, düz (veya durağan) uzayzamana uygulandığında, KAK'da iyi kontrol edilen bir araçtır.

Stephen'in, "Wick dönmesi"ni (Euclides metrikli uzay elde etmek için) Lorentz metrikli uzaya uygulama fikri, şüphesiz çok ilginç ve dahiyane bir şey; fakat, bu, Wick dönmesinin KAK'da uygulanmasından çok farklı bir şey. Bu, aslında, farklı bir düzeydeki "Wick dönmesi"dir.

NBP çok hoş bir öneri ve kuşkusuz, onun Weyl eğrilik hipoteziyle ilişkili olduğu anlaşılıyor. Ancak, benim açımdan NBP, geçmiş tekilliklerin küçük Weyl eğriliğine; gelecek tekilliklerinin de büyük Weyl eğriliğine sahip olduğunu açıklamaktan çok uzaktır. Evrenimizde gözlenenler böyle ve sanırım, gözlemsel konularda Stephen benimle mutabıktır.

*Faz-Uzayı Kaybı*

Zannediyorum ki, Stephen ve ben, karadelikde bilgi kaybı olduğu konusunda mutabıkız. Fakat, bir karadelikte faz uzayı kaybı olacağı konusunda birbirimizden ayrılıyoruz. Stephen, $R$-sürecinin, fizik değil sadece sihirbazlık olduğunu iddia ediyor. Buna elbette katılmıyorum. İkinci konuşmamda, bunun niye makul olduğunu açıkladığımı sanıyorum. Durumun hangi hızla E indirgeneceği konusunda belirli bir öneri yapmıştım; yani o şu sürede olmalıydı:

$$T \sim \frac{\hbar}{E}, \qquad (7.4)$$

Gene, kendisinin karadelik diyagramının yanıltıcı olduğunu düşünüyorum. Stephen, Carter diyagramını çizmeliydi; bu açıkca zamana göre simetrik değildir. Gene de, o ve ben, bilginin kaybolduğunda mutabıkız; ama ben faz-uzayı hacminin azaldığına inanıyorum. Üstelik, eğer bütün şema zamanda simetrik olsaydı, akdeliklerin de olabileceğini kabul etmeliydik. Bunlar, dışarı çıkabilen bir çok şeyin olduğu bölgelerdir. Bu da en azından Weyl eğrilik hipotezine, termodinamiğin ikinci kanununa ve belki de gözlemlere de ters düşecektir. Bu sorun, "kuantum kütleçekimi"nin ne tip tekilliğe müsaade edeceğine sıkı sıkıya bağlıdır. Benim görüşüme göre, sonuçları itibarıyla bu kuramın zamanda asimetrik olması gereklidir.

## Stephen Hawking

Roger, Schrödinger'in zavallı kedisi için endişe ediyor. Böyle bir düşünsel deney, bugünlerde siyasi bakımdan doğru olmazdı. Ama ben, "Schrödinger'in kedisini duyduğumda, tabancama davranıyorum", dediği söylenen, Hermann Göring'e sempati duyuyorum. Roger endişeli; zira, kedi$_{diri}$ ve kedi$_{ölü}$ şıklarını eşit olasılıkla içeren bir yoğunluk matrisi, gene eşit olasılıklarla, kedi$_{diri}$ + kedi$_{ölü}$ ve kedi$_{diri}$ - kedi$_{ölü}$ şıklarını da içerir. Peki öyleyse, niçin, kedi$_{diri}$ veya kedi$_{ölü}$ gözlüyoruz da, kedi$_{diri}$ + kedi$_{ölü}$ veya kedi$_{diri}$ - kedi$_{ölü}$ gözlemiyoruz? Gözlemlerimizde, *diri+ölü* ve *diri-ölü* değil de, sadece *diri* veya *ölü* eksenlerini seçen nedir? Belirtmek istediğim ilk şey, yoğunluk matrisinin özdurumlarındaki bu belirsizliğin, özdeğerlerin tam olarak eşit olması halinde ortaya çıktığıdır. Eğer, diri veya ölü olma olasılıkları biraz farklı olsaydı, özdurumlarda hiç belirsizlik olmayacaktı. Yoğunluk matrisinin özvektörlerinden olan bir baz, ayrıcalık kazanacaktır. Öyleyse, doğa, niye yoğunluk matrisini, diri/ölü temelinde diyagonal yapıyor da, *diri+ölü / diri-ölü* temelinde yapmıyor? Bunun cevabı, kedi$_{diri}$ ve kedi$_{ölü}$ durumlarının, makroskopik düzeyde, merminin konumu ve kedinin üzerindeki yara gibi unsurlarla birbirlerinden farklı olmaları. Hava moleküllerindeki tedirgemeler gibi, gözleyemediğiniz şeyler üzerinden izler takip edilirse, kedi$_{diri}$ ve kedi$_{ölü}$ durumları arasında, bir gözlenilenin[39] matris elemanının ortalama değeri sıfıra gider. İşte bu nedenle, kediyi ancak, kedi$_{diri}$ veya kedi$_{ölü}$ durumunda görürürüz, ama asla ikisinin bir doğrusal birleşimi şeklinde görmeyiz. Bu, sıradan kuantum mekaniğinin bir sonucudur. Yeni bir ölçü kuramı gerekmediği gibi, şüphesiz kuantum kütleçekimi de gerekmemektedir.

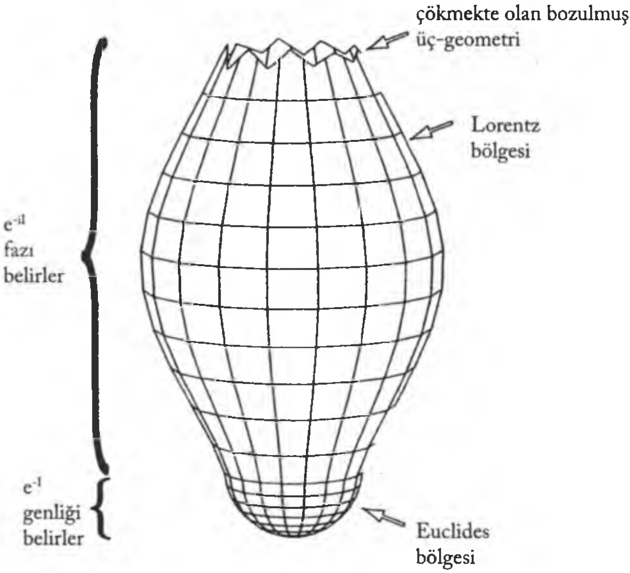
Şimdi, kuantum kütleçekimine geri gidelim. Roger, sınır olmaması önerisinin, erken evrendeki Weyl tensörünün küçük değerini açıklayabileceğini kabul ediyor gibi görünüyor. Ancak kendisi onun, karadeliklerin kütleçekimsel çöküşlerinde ve bütün evrenin çöküşünde Weyl tensörünün alacağı büyük değeri açıklayabileceğini, sorguluyor. Sanırım, bu da, sınır olmaması hipotezi hakkında bir yanlış anlamadan kaynaklanıyor.

---

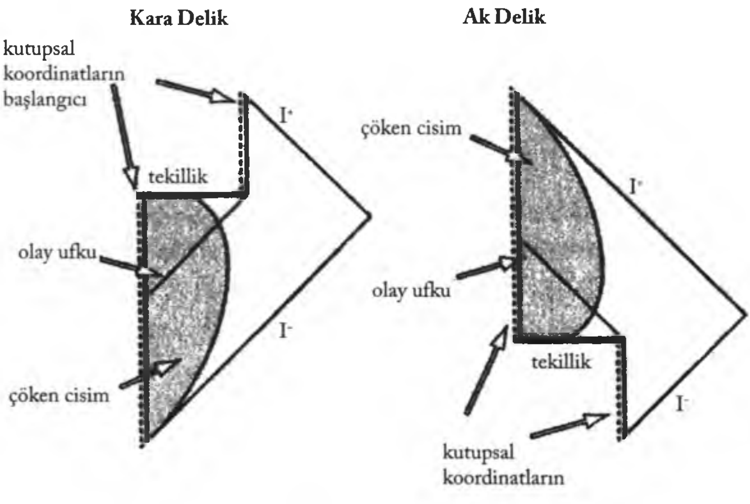
39 observable (Ç.N.).

Roger, herhalde, erken evrende hemen hemen düzgün olarak başlayan ve kütleçekimsel çöküşte çok düzensiz metriklere doğru değişen Lorentz çözümleri olduğunu kabul edecektir. Erken evrende, bu Lorentz metrikleri, bir yarı-Euclides dört-küresine birleştirilebilir. Bu, çökme sırasındaki çok buruşmuş üç-geometrinin dalga fonksiyonu için, yaklaşık bir eyer noktası metriği verecektir (şek. 7.4). Kuşkusuz, daha önce de dediğim gibi, doğru eyer noktası metriği karmaşık olacak ve ne Euclid, ne de Lorentz metriğine uyacaktır. Gene de, bu, belirttiğim gibi, iyi bir yaklaşıklıkla Euclides ve Lorentz bölgelerine bölünebilir. Euclides bölgesi, yuvarlak dört-kürenin yarısından biraz farklı olacaktır. Bu nedenle, onun eylemi, homojen ve izotropik evrene karşı gelen yuvarlak dört-küre yarısından biraz fazla olur. Çözümün Lorentz kısmı, homojen ve izotrop çözümden çok farklı olacaktır. Ancak, bu Lorentz kısmının eylemi, sadece dalga fonksiyonunun fazını değiştirir, ama genliğine dokunmaz. Bu Euclides kısmının eylemi tarafından verilir ve üç-geometrinin ne kadar bozulmuş olduğundan hemen hemen bağımsızdır. Böylece, her üç-geometri, kütleçekimsel çökmede eşit olasılığa sahiptir. Tipik olarak, ortaya çok düzensiz ve büyük Weyl eğriliğine sahip bir metrik çıkacaktır. Umarım bu, sınır olmaması önerisinin, hem erken evrenin niye düzgün olduğunu ve hem de kütleçekimsel çöküşün niye düzensiz olacağını açıklayabileceği konusunda, Roger'i ve herkesi, ikna edecektir.

Son söyleyeceklerim, bir kutu içindeki karadelikle ilgili düşünsel deney üzerine olacak. Bir çok farklı düzenin çöküşü, aynı karadeliği oluşturacağı için, Roger'in, hâlâ faz-uzayı hacminin kaybolduğunu iddia ettiği görülüyor. Fakat karadelik termodinamiğinin amacı, böyle faz uzayı kaybının önlenmesiydi. Bunlar $e^S$ şekilde oluşturulabildiği için, karadeliklere kesin bir entropi isabet ettirilir. Zamana göre simetrik bir şekilde buharlaşırlarken, $e^S$ şekilde ışınım yayarlar. Bundan dolayı, faz-uzayı kaybı yoktur ve bunu dengelemek için *R*-süreci koşulu koşmak gerekli değildir. Aynı şekilde: Ben kütleçekimsel çöküşe inanıyorum ama, dalga fonksiyonunun çökmesine inanmıyorum.




**Şekil 7.4** Çökmüş olan üç-geometriye tünel sırasında; Euclides kısmı, üç-geometrinin dalga fonksiyonunun genliğini belirtirken, Lorentz kısmı ise fazı belirler.




**Şekil 7.5** Kara ve akdelikler için Carter-Penrose diyagramı

Son diyeceklerim, kara ve akdeliklerin ayni şey olduğu hakkındaki iddiam ile ilgilidir. Roger, Carter-Penrose diyagramlarının çok farklı olmasına itiraz ediyor (şek.7.5). Farklı olduklarına katılıyorum; ama bunların sadece birer klasik resim olduklarını söyleyeceğim. Kuantum kuramına göre, kara ve akdeliklerin, bunlar dışındaki bir gözlemci için aynı olduğunu iddia ediyorum. Ama, ya deliğin içine düşen biri için durum ne olacak diye, Roger buna itiraz edebilir. Acaba o, karadeliği görmeyecek mi? Bu argüman, uzayzaman için, klasik kuramda olduğu gibi, tek bir metrik olduğunu kabul tuzağına düşer. Diğer taraftan, kuantum kuramında, mümkün olan bütün metrikler üzerinde bir yol integrali yapılmalıdır. Farklı sorular için, farklı eyer noktası metrikleri vardır. Özellikle, dışardaki gözlemcilerin sordukları sorular için geçerli eyer noktası metrikleri, içeriye düşmekte olan birinin eyer noktası metriğinden çok farklı olacaktır. Ayrıca, karadeliğin bir gözlemciyi dışarı çıkarabileceği de düşünülebilir. Bunun olasılığı küçüktür ama vardır. Tahmin ediyorum ki, böyle bir gözlemci için eyer noktası metriği, akdeliğin Carter-Penrose diyagramına tekabül edecektir. Böylece, kara ve akdeliklerin aynı olduğu konusunda iddiam tutarlıdır. Kuantum kütleçekimini CPT değişmez yapmak için bu tek doğal yoldur.

## Roger Penrose Cevaplıyor

Stephen'in kedi ile ilgili sözlerine geri dönmek istiyorum. Gerçekte, özdeğerlerin eşitliği önemsizdir. Yakınlarda gösterildiği gibi (Hughston v.b. 1993), herhangi bir yoğunluk matrisinin (hatta tamamen farklı özdeğerleri olan), durumların olasılık karışımları olarak yazılabileceği tüm farklı şekiller arasında, bu "durum vektörünün bilinmeyen kısmı üzerinde" ilke olarak, gerçekleştirilebilecek bir ölçüm vardır. Bu ölçüm, yoğunluk matrisinin "bilinen kısım" için yorumu olarak, o özel olasılık karışımını verir. Üstelik, çevrenin etkisine gelince, diagonal terimler küçük olsa da, onların özvektörler üzerine etkisi büyük olabilir. Ayrıca, Stephen, mermi v.b. dan bahsetti. Bu gerçekte konuyu aydınlatmaz. Çünkü, eskiden "kedi" için olan problem, şimdi "kedi + mermi" sistemi için belirecektir. Sanırım, bu "realite" sorunu, Stephen ile benim aramdaki temel farkı oluşturuyor ve bu, diğer problemlerle de – örneğin, ak ve karadeliklerin aynı olup olmadığı gibi – ilişkili bulunuyor. Bütün bunlar, makroskopik düzeyde, tek bir uzayzaman algıladığımız gerçeğine indirgenebilir. Bunun için, ya A' nın veya B'nin desteklenmesi gerekir; ki Stephen bu konuya değinmedi zannediyorum.

Kara ve akdelikler, küçük olmaları halinde birbirlerine çok benzeyebilirler. Küçük bir karadelik, çok miktarda ışınım yayabilir ve bu yüzden, bir ak deliği andırabilir. Tahminen, küçük bir akdelik de büyük bir miktarda ışınım yutabilir. Fakat, makroskopik düzeyde bu tanım uygun değildir; başka bir şeyin daha dikkate alınması gerektiğine inanıyorum.

KM, sadece yetmiş beş yıldır var. Bu, örneğin, Newton'un kütleçekim kuramı ile karşılaştırıldığında fazla uzun değil. Bu nedenle, eğer KM'nin makroskopik nesneler için değiştirilmesi gerekirse, bu beni fazla şaşırtmayacaktır.

Bu tartışmanın başında Stephen, kendisinin bir pozitivist benim ise bir Platoncu olduğumu sandığını söylemişti. Onun pozitivist olmasına memnun oldum ama, burada önemli nokta, benim daha çok bir gerçekci olmam. Eğer bu tartışma, Bohr ile Einstein arasında, yetmiş yıl kadar önce yapılan ünlü tartışma ile kıyaslanırsa; Stephen'in Bohr'un rolünü oynadığını, benim ise Einstein'in rolünü üstlendiğimi sanıyorum! Çünkü Einstein, mutlaka bir dalga fonksiyonu tarafından temsil edilmeyen, gerçek dünya gibi bir şeyin var olması gerektiğini savunmuştu. Bohr ise, dalga foksiyonunun, "gerçek" bir mikrodünya değil, ama sadece, öngörüler yapmak için "bilgi" betimlediğini vurgulamıştı.

Bohr, o tartışmanın galibi olarak kabul edilmişti. Gerçekte, Einstein'in Pais tarafından yazılan yeni biyografisine (1994) göre, Einstein, 1925'den sonra balık tutmağa gitse de olurmuş. Gerçekten, onun delici tenkitleri çok yararlı olduysa da, kendisinin fazla büyük ilerleme yapmadığı doğrudur. Einstein'in kuantum mekaniğinde büyük ilerleme yapmaya devam etmemesinin nedeninin, KK'da önemli bir bileşenin eksikliğinde yattığına inanıyorum. Bu önemli eksik bileşen, Stephen'in elli yıl sonra keşfettiği, karadelik ışınımını idi. Karadelik ışınımına bağlı olan bu bilgi kaybı da, yeni düğümü teşkil etmektedir.

## Sorular ve Cevaplar

*Gary Horowitz (açıklama):* Sicim kuramı hakkında bazı alçaltıcı açıklamalar yapıldı. Bunlar alçaltıcı ise de, çoğunun hiç olmazsa, sicim kuramının oldukça önemli olduğunu gösterdiği anlaşılıyor! Bu açıklamaların bazıları yanıltıcı, bazıları da açıkca yanlış idi. Her şeyden önce, sicim kuramı, zayıf alan limitinde GG'ye sadeleşmekte ve GG'nin belirttiği her şeyi belirtmektedir. Ayrıca, sicim kuramı bir tekillikte ne olduğu hakkında daha iyi bir fikir verebilir ve gerçekte bazı kontrol edilemez ıraksamaların sicim kuramı tarafından çözüldüğü anlaşılıyor. Ben, sicim kuramının her problemini çözdüğünü iddia etmiyorum; ama o hâlâ çok ümit verici bir yol olarak görülüyor.

*Soru:* Kedi hakkında gene karışık bir soru.
*Cevap:* Roger Penrose yine kedi problemini açıklar.

*Soru:* Roger Penrose, evre uyumsuzluğu tarihleri[40] üzerinde açıklama yapar mı? Dış çevre dolayısıyla, çok açık bir evre uyumsuzluğu olduğu gösterildi; Ancak, evre uyumsuzluğunun içeride nasıl işlediği (henüz) iyi anlaşılmadı. Bunun belki uzayzamanın özelliklerine bağlı olabileceği gerçeği ile ilişkili olabilir mi?

*Cevap (Penrose):* Evre uyumsuzluğu tarihi programında, **R** işlemine eşdeğer bir şey, programın bir parçasını oluşturuyor. Böylece, bilinen KM'den farklı; fakat, bu benim yaklaşımımdan da başka bir şey. Ancak, uzayzaman yapısı ile bir ilişkisi olabileceğini duymak ilginç. Sanırım benim yaklaşımımın, evre uyumlu tarihler yaklaşımından farkı, Stephen'inkinin zaman-asimetrisi sorununda olduğundan daha az.

40 Decoherent histories (Ç.N.).

*Soru:* Kutu içindeki karadelik konulu düşünsel deney ne oldu? Zamanın tersine çevrilmesi, termodinamiğin ikinci yasasını çiğnemez mi?

*Cevap (Hawking):* Kutu, maksimum entropiye sahip haldedir. Sistem, ergodik olarak, mümkün olan her durumdan geçmektedir; bu nedenle, bir çiğneme yoktur.

*Soru:* Kuantum ölçümünün mekanizması deneysel olarak test edilemez mi?

*Cevap (Penrose):* İlke olarak, onu deneysel olarak test etmek mümkün olmalıdır. Belki, büyük-ölçekli üst üste binme içeren, Leggett-tipi bir deney üzerinde durulmalıdır. Bu cins deneylerin güçlüğü, çevreden kaynaklanan tutarsızlık etkilerinin, çoğunlukla ölçülmek istenen etkilerden daha büyük olmasıdır. Bu yüzden, sistem gerçekten çok iyi izole edilmelidir. Bildiğim kadarıyla, bu fikri ayrıntılarıyla test etmek için henüz bir öneri yok. Ama, gerçekten bu çok ilginç olurdu.

*Soru:* Evren için enflasyonlu bir modelde, evrenin kütlesi, genişleyen ve daralan bir evren arasında çok iyi dengelenmelidir. Denge için gereken bu kütlenin şimdiye kadar sadece %10'u görülmüş bulunuyor. Geri kalan kısmın araştırılması, bana, yüzyılın başlarındaki "esir"in[41] araştırılmasını hatırlatıyor. Bu konuda açıklama yapar mısınız?

*Cevap (Penrose):* Hubble sabitinin şimdiki değer bölgesinden memnunum ve kritik kütlenin %10'u benim için yeterlidir. Zaten, enflasyon modellerinden hiçbir zaman fazla hoşlanmadım Ama, zannederim Stephen, evrenin kapalı olmasını NBP 'nin bir parçası olarak istiyor. [SWH: Evet!]

*Cevap (Hawking):* Hubble sabiti, iddia edildiğinden daha küçük olabilir. Son elli yılda bu sabit, bir on faktörüyle azaldı; iki gibi bir faktörle daha azalmaması için bir neden görmüyorum. Bu da, bulunması gereken madde miktarını azaltacaktır

41 Ether (Ç.N.).

# Kaynaklar

Aharonov, Y., Bergmann, P., and Lebowitz, J. L. 1964. Time symmetry in the quantum process of measurement. *Quantum Theory and Measurement*, Edit. J. A. Wheeler and W. H. Zurek. Princeton University Press, Princeton, 1983. Kaynağı *Phys. Rev.* 134B, 1410-16.

Bekenstein, J. 1973. Black holes and entropy. *Phys. Rev.* D7, 2333-46.

Carter, B. 1971. Axisymmetric black hole has only two degrees of freedom. *Phys. Rev Lett.* 26, 331-333.

Diósi, L. 1989. Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations. *Phys. Rev.* A40,1165-74.

Fletcher, j., and Woodhouse, N. M. J. 1990. Twistor characterization of stationary axisymmetric solutions of Einstein's equations. *Twistors in Mathematics and Physics*, Edit. T. N. Bailey and R. J. Baston. LMS Lecture Notes Series 156. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Gell-Mann, M., and Hartle, J. B. 1990. *Complexity, Entropy, and the Physics of Information.* SFI Studies in the Science of Complexity, vol. 8, ed. W. Zurek. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Geroch, R. 1970. Domain of dependence. *J. Math. Phys.* 11, 437-449.

Geroch, R., Kronheimer, E. H., and Penrose, R. 1972. Ideal points in spacetime. *Proc. Roy. Soc. London* A347, 545-567.

Ghirardi, G. C., Grassi, R., and Rimini, A. 1990. Continuous-spontaneous-reduction model involving gravity. *Phys. Rev.* A42, 1057-64.

Gibbons, G. W. 1972. The time-symmetric initial value problem for black holes. *Comm. Math. Phys.* 27, 87-102.

Griffiths, R. 1984. Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics. *J. Stat. Phys.* 36, 219-272.

Hartle, J. B., and Hawking, S. W. 1983. Wave function of the universe. *Phys. Rev.* D28, 2960-2975.

Hawking, S. W. 1965. Occurrence of singularities in open universes. *Phys. Rev. Lett.* 15, 689- 690.

Hawking, S. W. 1972. Black holes in general relativity. *Comm. Math. Phys.* 25, 152-166.

Hawking, S. W. 1975. Particle creation by black holes. *Comm. Math. Phys.* 43,199-220.

Hawking, S. W., and Penrose, R. 1970. The singularities of gravitational collapse and cosmology. *Proc. Roy. Soc. London* A314,529-48.

Hodges, A. P 1982. Twistor diagrams. *Physica* 114A, 157-75.

Hodges, A. P. 1985. A twistor approach to the regularization of divergences. *Proc. Roy. Soc. London* A397, 341-74. Also, Mass eigenstates in twistor theory, ibid., 375-96.

Hodges, A. P. 1990. Twistor diagrams and Feynman diagrams. *Twistors in Mathematics and Physics,* ed. T. N. Bailey and R. J. Baston. LMS Lecture Notes Series 156. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Hodges, A. P., Penrose, R., and Singer, M. A. 1989. A twistor conformal field theory for four space-time dimensions. *Phys. Lett.* B216, 48-52.

Huggett, S. A., and Tod, K. P. 1985. *An Introduction to Twistor Theory.* London Math. Soc. student texts. LMS publication, Cambridge University Press, New York.

Hughston, L. P., Jozsa, R., and Wooters, W. K. 1993. A complete classification of quantum ensembles having a given density matrix. *Phys. Lett.* A183, 14-18.

Israel, W. 1967. Event horizons in static vacuum space-times. *Phys. Rev.* 164, 1776-1779.

Majorana, E. 1932. Atomi orientati in campo magnetico variabile. *Nuovo Cimento* 9, 43-50.

Mason, L. J., and Woodhouse, N. M. J. 1996. *Integrable Systems and Twistor Theory.* Oxford University Press, Oxford (baskıda).

Newman, R. P. A. C. 1993. On the structure of conformal singularities in classical general relativity. *Proc. Roy. Soc. London* A443,473-92; II, Evolution equations and a conjecture of K. P. Tod, (aynı kaynakta), 517-46.

Omnés, R. 1992. Consistent interpretations of quantum mechanics. *Rev. Mod. Phys.* 64, 339-82.

Oppenheimer, J. R., and Snyder, H. 1939. On continued gravitational contraction. *Phys. Rev.* 56, 455-59.

Pais, A. 1994. *Einstein Lived Here.* Oxford University Press, Oxford.

Penrose, R. 1965. Gravitational collapse and space-time singularities. *Phys. Rev. Lett.* 14, 57-59.

Penrose, R. 1973. Naked singularities. *Ann. N.Y. Acad. Sci.* 224,125-134.

Penrose, R. 1976. Non-Linear gravitons and curved twistor theory. *Gen. Rev. Grav.* 7, 31-52.

Penrose, R. 1978. Singularities of space-time. *Theoretical Principles in Astrophysics and Relativity,* Edit. N. R. Liebowitz, W. H. Reid, and P. 0. Vandervoort. University of Chicago Press, Chicago.

Penrose, R. 1979. Singularities and time-asymmetry. In *General Relativity: Art Einstein Centenary,* ed. S. W. Hawking and W. Israel. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Penrose, R. 1982. Quasi-local mass and angular momentum in general relativity. *Proc. Roy. Soc. London* A381, 53-63.

Penrose, R. 1986. On the origins of twistor theory In *Gravitation and Geometry* (I. Robinson Festschrift volume), Edit. W. Rindler and A. Trautman. Bibliopolis, Naples.

Penrose, R. 1992. Twistors as spin 3/2 charges. In *Gravitation and Modern Cosmology* (P. G. Bergmann's 75th Birthday volume), Edit. A. Zichichi, N. de Sabbata, and N. Sânchez.

Plenum Press, New York.

Penrose, R. 1993. Gravity and quantum mechanics. In *General Relativity and Gravitation* 1992. Proceeding of the Thirteenth International Conference on General Relativity and Gravitation held at Cordoba, Argentina, 28 June-4 July 1992. Part 1, Plenary Lectures, Edit. R. J. Gleiser, C. N. Kozameh, and O. M. Moreschi. Institute of Physics Publication, Bristol and Philadelphia.

Penrose, R. 1994. *Shadows of the Mind: An Approach to the Missing Science of Consciousness.* Oxford University Press, Oxford.

Penroser, R., and Rindler, W. 1984. *Spinors and Space-Time, vol. 1: Two-Spinor Calculus and Relativistic Fields.* Cambridge University Press, Cambridge.

Penrose, R., and Rindler, W. 1986. *Spinors and Space-Time,* vol. 2: *Spinor and Twistor Methods in Space-Time Geometry.* Cambridge University Press, Cambridge.

Rindler, W. 1977. *Essential Relativity.* Springer-Verlag, New York.

Robinson, D. C. 1975. Uniqueness of the Kerr black hole. *Phys. Rev. Lett.* 34, 905-906.

Seifert, H.-J. 1971. The causal boundary of space-times. 1. *Gen. Rel. and Grav.* 1, 247-259.

Tod, K. P. 1990. Penrose's quasi-local mass. In *Twistors in Mathematics and Physics,* Edit. T. N. Bailey and R. J. Baston. LMS Lecture Notes Series 156. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.

Ward, R. s. 1977. On self-dual gauge fields. *Phys. Lett.* 61A, 81-82.

Ward, R. S. 1983. Stationary and axi-symmetric spacetimes. *Gen. Rel. Grav.* 15, 105-9.

Woodhouse, N. M. J., and Mason, L. J. 1988. The Geroch group and non-Hausdorff twistor spaces. *Nonlinearity* 1, 73-114.

Penrose realisti,
Hawking ise pozitivisti oynuyor.

Penrose, Einstein gibi, kuantum fiziğinin tamamlanmış bir kuram olduğuna karşı çıkıyor.

Hawking ise tersine, genel göreliliğin evrenin nasıl başladığını açıklayamayacağını öne sürüyor. Hawking' e göre, sadece sınır koşulları olmayan bir kuantum kütle-çekim kuramı, küçük bir kısmını gözleyebildiğimiz evren hakkında bize bir şeyler söyleme şansına sahiptir.

Kuantum kütle-çekim nasıl evrenin ilk zamanlarını ve karadelikler gibi ilginç nesneleri açıklayabilir?

Evrenin görünümü nasıl hiçbir kuantum etkisi gözlenmeden Einstein'ın öngördüğü gibi olabilir?

Hangi kuantum süreçleri nedeniyle karadelikler buharlaşabilir ve bütün o bilgiler nasıl kaybolur?

Zaman neden ileri gider de geri gitmez?

Bu kitapta, iki farklı görüşte fizikçi bu soruları tartışıyorlar.

Einstein, evrenle ilgili en anlaşılmaz olayın, evrenin anlaşılabilir olması olduğunu söylemişti.
Fiziğin en başarılı ve doğru iki kuramı olan Kuantum Alan Kuramları ve Einstein'ın Genel Görelilik Kuramı tek bir Kuantum Kütle-çekim kuramında birleşebilirler mi gerçekten? İşte dünyanın en ünlü iki fizikçisi, Stephen Hawking (*Zamanın Kısa Tarihi*) ve Roger Penrose (*Kralın Yeni Usu*) bu soruyu tartışıyorlar.

Bundan altmış yıl önce Niels Bohr ve Albert Einstein arasında Kuantum Mekaniği'nin temelleri hakkında da ünlü ve uzun bir tartışma vardı. Einstein, Kuantum Mekaniği'nin tamamlanmış bir kuram olduğunu reddediyordu. O, bunu felsefi açıdan uygun görmeyerek, Bohr'un temsil ettiği Kopenhag Ekol'ünün Ortodoks yorumuna karşı sert bir savaş yürütmüştü.

Bir bakıma, Penrose ve Hawking arasındaki tartışma, Einstein rolünü Penrose'un ve Bohr rolünü de Hawking'in üstlenmeleriyle, bu eski fikir ayrılığının uzantısıdır. Konular şimdi daha karmaşık ve geniş olmakla birlikte, eskiden de olduğu gibi, gene teknik fikirlerle felsefi bakış açılarının bir iç içeliğini yansıtmaktadır.

BİLİM EVREN

ISBN: 978-605-106-386-7
9 786051 063867

ALFA
ALFA Basım Yayım Dağıtım Ltd.
Ticarethane Sokak No:53
34110 Cağaloğlu-İstanbul
Tel : +90 (212) 511 53 03
+90 (212) 513 87 51
Fax : +90 (212) 519 33 00
www.alfakitap.com
e-mail: info@alfakitap.com